

Libros de **Cátedra**

Radioactividad, medioambiente y espectroscopía gamma

De la teoría al laboratorio

Leonardo A. Errico, M. Luciana Montes
y Marcela A. Taylor

FACULTAD DE
CIENCIAS EXACTAS

e
exactas

**Edulp**
EDITORIAL DE LA UNLP



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA

RADIOACTIVIDAD, MEDIOAMBIENTE Y ESPECTROSCOPIA GAMMA

DE LA TEORÍA AL LABORATORIO

Leonardo Antonio Errico
María Luciana Montes
Marcela Andrea Taylor

Facultad de Ciencias Exactas



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA



Queremos dedicar este libro a quienes han iniciado y dado impulso a la línea de Investigación, docencia y extensión relacionada con la radioactividad en el medioambiente en el Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas de la U.N.L.P., y que además han dejado una huella profunda en nuestra formación profesional y como personas, las y los profesores Patricia Massolo (in memoriam), Guillermo Bibiloni, María Cristina Caracoche y Judith Desimoni (in memoriam).

L. A. Errico dedica este libro a la Prof. Mariana Weissmann por el aporte a su formación en la actividad científica y como persona. Si bien con Mariana no trabajamos en estos temas, siempre estuvo interesada en nuestro trabajo de extensión en radioactividad y medioambiente. Su capacidad formativa también ha aportado a este libro.

Y a nuestras familias, quienes nos apoyan en todo momento y sin ellos nada sería posible.

Agradecimientos

Queremos agradecer a todas aquellas personas, amigos, compañeros de trabajo, que de una forma u otra forma han colaborado para que este libro pueda estar en manos del lector.

Al Dr. Carlos García Canal, por la lectura y aportes al capítulo 1 de este libro y al Dr. Lisandro Giovanetti por sus comentarios, sugerencias y contribuciones en el apunte inicial que dio origen a este libro.

A todos nuestros alumnos en cursos de grado y postgrado, de quienes siempre hemos y seguiremos aprendiendo.

A los estudiantes de escuelas primarias y secundarias que han visitado nuestro laboratorio de puertas abiertas para charlar sobre ciencia, particularmente en el tema de radioactividad ambiental, quienes con sus preguntas, inquietudes y propuestas nos han nutrido y entusiasmado.

Índice

Prólogo	6
Capítulo 1	
La estructura de la materia, una aventura científica de 2500 años	9
Capítulo 2	
El núcleo, sus constituyentes y sus propiedades.....	91
Capítulo 3	
El núcleo y sus radiaciones.....	121
Capítulo 4	
Decaimiento nuclear, velocidad de transformación y actividad	157
Capítulo 5	
¿Dónde está la radioactividad? Fuentes naturales y antropogénicas	181
Capítulo 6	
Dosimetría	204
Capítulo 7	
Detección de la radiación ionizante mediante detectores de ionización	236
Capítulo 8	
Detectores centelladores y semiconductores	253
Capítulo 9	
Características generales de los sistemas detectores.....	280
Capítulo 10	
Dispositivos básicos de un sistema detector, terminología y señales	306
Capítulo 11	
Espectroscopía γ de altura de pulsos.....	325
Capítulo 12	
Espectroscopía γ con HPGe para el estudio de matrices ambientales	342
Capítulo 13	
Estudiando radionucleidos de semivida extremadamente larga.....	355
Capítulo 14	
Seguridad, contingencias y buenas prácticas en el laboratorio	363
Los autores	367

PRÓLOGO

A lo largo de la historia, los avances científicos y tecnológicos han dado lugar a mejoras en la forma y la calidad de vida, resolviendo problemas como la provisión y conservación de alimentos, reduciendo o erradicando enfermedades que nos acompañaron desde el nacimiento de las primeras sociedades gracias a las vacunas y la potabilización del agua, han facilitado las comunicaciones y viajes y desarrollando fuentes de energía que son independientes de las condiciones climáticas. Estos avances nos han permitido construir el mundo moderno y la sociedad globalizada en la que vivimos. Sólo para dar una medida del efecto que los avances científicos-tecnológicos han tenido, la expectativa de vida se ha casi duplicado en los últimos 150 años. Sin embargo, las consecuencias inevitables del desarrollo industrial, de la creciente necesidad de energía y de la búsqueda continua de progreso, son el daño al medio ambiente y nuevos problemas asociados a la aplicación de estos desarrollos en la vida cotidiana. Debido a estos aspectos negativos es ineludible comprender, establecer, controlar, minimizar y remediar el impacto que el desarrollo tecnológico conlleva.

El descubrimiento de la radioactividad, un hito en la historia de la humanidad, y sus usos para mejorar la calidad de vida, no han sido una excepción a esta regla. Si bien la radioactividad siempre estuvo allí, no puede percibirse (a diferencia de radiaciones como la luz o el calor) por ninguno de nuestros sentidos. Por este motivo, no fue hasta fines del siglo XIX que Henri Becquerel descubrió su existencia. Desde entonces científicos como el propio Becquerel, María Salomea Skłodowska-Curie, Pierre Curie y Ernest Rutherford, entre otros, comenzaron a medirla, estudiarla, caracterizarla y aplicarla en diversos campos, lo que ha tenido un impacto profundo en la sociedad. Su aplicación en la medicina es un ejemplo claro. El descubrimiento de los rayos x, las radiografías y el posterior desarrollo de técnicas de imágenes médicas y la radioterapia significaron una revolución en los métodos de diagnóstico y tratamiento de diferentes enfermedades. Otros campos de aplicación de la radioactividad es la generación de energía y las técnicas de estudio de materiales que contribuyen en el desarrollo de nuevos dispositivos y tecnologías, entre incontables aplicaciones.

A lo largo de la historia, ha sido muy común que una parte de la población rechace las nuevas tecnologías, hasta que finalmente son aceptadas y se convierten en parte integral de la vida cotidiana. Curiosamente, este no ha sido el caso de la radioactividad y la energía nuclear, ya que inicialmente hubo una percepción muy positiva sobre este nuevo fenómeno y sus potenciales aplicaciones. Sin embargo, los bombardeos de Hiroshima y Nagasaki, el desarrollo de armas de destrucción masiva, los problemas a la salud y al medio ambiente que han ocasionado accidentes como los de las centrales nucleares de Chernóbil y Fukushima y un debate sobre el tema nuclear que ha puesto mucho más énfasis en los aspectos negativos de la radioactividad que en sus

aplicaciones pacíficas y los logros alcanzados en este campo han hecho que la percepción de la sociedad sobre la radioactividad cambie, generándose una fuerte oposición a la energía nuclear y sus aplicaciones.

Este libro fue elaborado luego del transitar de los autores en actividades de enseñanza-aprendizaje que involucran el dictado de cursos de grado y de posgrado, talleres a docentes de diferentes niveles, actividades de extensión universitaria e investigación científica centradas en radioactividad ambiental y Física Nuclear Experimental aplicada al estudio de materiales. Está destinado a docentes y estudiantes de grado y postgrado de las Licenciaturas en Física, Física Médica, Química y Tecnología Ambiental, Ingenierías y carreras afines. Nuestro objetivo ha sido desarrollar un libro autocontenido que compile información que se encuentra dispersa en numerosas fuentes bibliográficas y la presente en forma completa y detallada, profundizando en el conocimiento necesario para la comprensión de los experimentos planteados. El texto inicia por los aspectos básicos de la estructura nuclear y los procesos de decaimiento. Continúa con los procesos de interacción de la radiación gamma (γ) y x con la materia, la detección de estas radiaciones ionizantes, los detectores más comúnmente empleados para este fin y el sistema electrónico de procesamiento y análisis de las señales. Se discute la forma en que los procesos de interacción dan lugar al espectro de energías y como el tipo, forma y tamaño del detector, actividad de la muestra y su entorno afectan el espectro obtenido. Se discute también la función de cada módulo electrónico que compone el sistema detector. Esta discusión es fundamental para reconocer el equipo, ponerlo en funcionamiento y detectar posibles problemas. Finalmente, se proponen, desarrollan y analizan paso a paso experimentos relacionados con la detección de la radiación γ de fácil implementación en cursos de grado y postgrado. Se discute en este marco un monitoreo ambiental radiológico con un detector Geiger Müller y la información que se extrae de estas medidas. El segundo es un experimento típico que se propone para discutir en profundidad la técnica, la metodología e iniciarse en el manejo de un sistema detector de radiación γ convencional. El tercer experimento avanza en una aplicación moderna y fácilmente implementable en un curso universitario, la determinación de la actividad de emisores γ en matrices ambientales. En el cuarto experimento se desarrolla y analiza una metodología para determinar períodos de semidesintegración extremadamente largos. Este experimento no requiere de materiales catalogados como radioactivos, por lo cual puede ser llevado a cabo por estudiantes de diferentes niveles, incluyendo alumnos de escuelas secundarias.

En el capítulo 1 repasaremos la historia que de cómo se llegó al descubrimiento de la estructura de la materia, la radioactividad y su posterior uso, comenzando desde las primeras concepciones del átomo propuestas por Demócrito de Abdera allá por el Siglo V A.C., hasta el modelo mecánico-cuántico actual, analizando los principales experimentos que permitieron la evolución de los modelos.

En el capítulo 2 analizaremos la constitución y las principales propiedades del núcleo y en qué casos un núcleo es inestable, dando origen a los procesos radioactivos. Conocido el origen de la radioactividad, en el capítulo 3 repasaremos los distintos procesos de decaimiento radioactivo y tipos de radiaciones ionizantes emitidas en cada uno de ellos, sin dejar de lado los procesos de fusión y fisión nuclear y la energía asociada en cada uno de los procesos mencionados. Finalizando con la temática del núcleo y el decaimiento radiactivo, describiremos

y analizaremos la evolución temporal de un conjunto de núcleos radioactivos, mediante el estudio de la ley de decaimiento radioactivo, los parámetros relevantes y posibles situaciones de equilibrio en series de decaimientos, especialmente relevantes para estudios radiológicos de matrices ambientales y algunas aplicaciones médicas.

En el capítulo 5 repasaremos las principales fuentes de radiaciones ionizantes, tanto naturales (rayos cósmicos, radionucleidos de la corteza terrestre) como antropogénicas (radioactividad emitida en forma controlada, residuos radioactivos, radiaciones ionizantes provenientes de ensayos de bombas nucleares y de accidentes que involucraron liberación de material radioactivo).

Habiendo repasado el origen de la radioactividad y las principales fuentes, en el capítulo 6 presentaremos una introducción a la dosimetría, rama de la ciencia que se encarga de la determinación de la dosis de irradiación, tanto externa como interna, generada por las radiaciones ionizantes. Repasaremos las magnitudes utilizadas en dosimetría y los efectos que la radioactividad puede producir en organismos vivos.

En los capítulos 7, 8, 9, y 10 nos centraremos en la detección y caracterización de la radioactividad, presentaremos distintos tipos de detectores, discutiremos las ventajas y desventajas de cada uno y las propiedades más relevantes a la hora de la elección de un sistema detector para un dado estudio. En el capítulo 7 presentamos además resultados de un monitoreo radiológico llevado a cabo con un detector portátil Geiger Müller en diferentes zonas de Argentina.

En los capítulos 11 y 12 presentaremos la metodología que se emplea en determinaciones de actividad mediante espectroscopia γ , relevante para la determinación de actividad de matrices ambientales y radiofármacos. En el capítulo 13 proponemos una metodología experimental para determinar períodos de semidesintegración extremadamente largos, metodología que no requiere el uso de material considerado radioactivo, lo que facilita la implementación para su implementación en actividades de enseñanza-aprendizaje.

Finalmente, en el capítulo 14 repasamos las principales normas de laboratorio y las consideraciones para tener en cuenta para un trabajo seguro en el laboratorio.

Leonardo Errico

Marcela Taylor

Luciana Montes

La Plata, abril de 2022

CAPÍTULO 1

La estructura de la materia, una aventura científica de 2500 años

Durante el último cuarto del siglo XIX, se extendía en la Física la idea que se había llegado a la cima del conocimiento en el campo. Todo lo que merecía ser explicado, estaba explicado. En el marco de dicha concepción, el universo podía explicarse a partir de materia y radiación. Los fenómenos relacionados con la materia se podían describir mediante las Leyes de Newton de la Mecánica, las cuales se habían aplicado con mucho éxito tanto a cuerpos celestes como a objetos macroscópicos. Más aún, la teoría cinética de los gases (y posteriormente la Mecánica Estadística desarrollada inicialmente por Boltzmann y Maxwell) había permitido extender la Mecánica Newtoniana a sistemas microscópicos, permitiendo estudiar problemas en los cuales intervenía el calor (por ejemplo, gases a altas presiones y temperaturas), lo cual era de muchísima importancia en el marco de la segunda revolución industrial comenzada en la década de 1850.

Por otra parte, las ecuaciones de Maxwell (1865) permitían describir los fenómenos eléctricos y magnéticos en una forma unificada (en términos actuales, la primera teoría de unificación de la Física). Esta teoría predecía la existencia de ondas electromagnéticas, las cuales fueron observadas por Heinrich Hertz en 1888, dando un fuerte aval a la teoría de Maxwell. Esta teoría permitía entonces describir todos los fenómenos asociados a la radiación vía el campo electromagnético y cerrar la discusión sobre la naturaleza de la luz. El experimento de Hertz terminaba de demostrar que la luz era una onda electromagnética, descartando las teorías corpusculares para la misma. En este marco, la luz (y todo el espectro electromagnético) se podía describir como ondas electromagnéticas, compuestas por campos eléctricos y magnéticos que se autosostienen. En ese entonces el espectro electromagnético conocido se reducía a poco más de la región visible: en 1800 Herschel había descubierto una radiación invisible más allá del rojo que recibió el nombre de infrarrojo y un año más tarde Ritter descubrió la radiación ultravioleta. El resto de las radiaciones que forman el espectro electromagnético se fueron descubriendo años más tarde. Las ondas electromagnéticas generadas y detectadas por Hertz tenían una longitud de onda de 10 m, región del espectro electromagnético hoy conocido como *ondas de radio*. Originariamente las ondas electromagnéticas fueron asociadas a vibraciones de un medio material que ocupaba todo el espacio, el *éter*, al cual se le atribuían diferentes propiedades, por ejemplo, rigidez para “soportar” dichas ondas y a la vez ser tan “sutil” que no generaba pérdidas por fricción en el movimiento de los planetas (el *éter* tenía propiedades que se “acomodaban” según el tipo de experimento que se realizara para explicar un fenómeno).

Debe destacarse que el éter, pese a estos experimentos, “sobrevivió” varios años más e incluso en libros de 1914 puede leerse que “la luz es la vibración transversal del éter”. El debate sobre el carácter ondulatorio o corpuscular de la luz se cerraba, al menos en ese momento. Ya veremos que la teoría corpuscular fue retomada para explicar fenómenos como la radiación de cuerpo negro y el efecto fotoeléctrico a principios del siglo XX.

Tan fuerte había sido el éxito de la Física para explicar el universo (desde la escala microscópica hasta la cósmica), tan bien establecido estaba el edificio de la Física, que se sostenía que la misma había concretado todos sus objetivos, había llegado a su fin. Como ejemplo de esto, Philipp von Jolly le respondió a un estudiante de Física en 1875 “*en la Física lo esencial ya ha sido descubierto, queda pocos huecos por cubrir*” Este estudiante era Max Planck, quien posteriormente fuera el padre fundador de la Mecánica Cuántica y uno de los encargados de demoler ese edificio que parecía tan sólido. La concepción de von Jolly era compartida por muchos otros grandes científicos de la época. En una conferencia que dio el 27 de abril de 1900, William Thomson (Lord Kelvin, por el título de primer Barón de Kelvin que recibió en honor a sus logros científicos) afirmó [Kelvin]:

En el cielo azul de la Física Clásica solo existen dos pequeñas nubes: un problema ligado a los resultados de las mediciones de la velocidad de la luz y otro ligado a la equipartición de la energía.

Se creía que con las herramientas que se disponían esos problemas iban a ser resueltos. Sin embargo, estos problemas no tuvieron respuesta en el marco de la teoría clásica. El primero dio inicio al desarrollo de la Teoría de la Relatividad de Einstein y el segundo a la Mecánica Cuántica.

Sumados a estos problemas enunciados por Lord Kelvin, a partir del descubrimiento de los Rayos X en 1895 por Wilhem Röntgen y un año después de la radioactividad por parte de Henry Becquerel, se comenzaron a descubrir fenómenos, que estaban asociados a la estructura microscópica de la materia, que no podían ser explicados por las teorías clásicas. En este aspecto, ya en los primeros años del siglo XX se había aceptado que la materia estaba formada por unidades elementales, los átomos. Lo que comenzó a descubrirse es que estas unidades elementales no eran indivisibles, tienen una estructura interna. Hoy día sabemos que están formados por un núcleo extremadamente pequeño que contiene la mayor parte de la masa del átomo, rodeado por una nube de electrones. El átomo se mantiene unido por la atracción electrostática entre el núcleo de carga positiva y los electrones de carga negativa. La carga total de los electrones es igual en módulo a la de núcleo de manera que el átomo es eléctricamente neutro. Posteriormente, en las décadas de 1920 y 1930 y luego del trabajo de muchos científicos de renombre (Rutherford, Joliot-Curie, Joliot, Chadwick, entre otros) se demostró que el núcleo atómico no es una unidad elemental, si no que está compuesto por dos partículas diferentes, a las que se denomina *nucleones*: los *protones* y los *neutrones*. Mas recientemente (en las décadas de 1960 y 1970) una serie de investigaciones tanto teóricas como experimentales demostraron que los nucleones también tienen una estructura interna, están formados por partículas más pequeñas, *quarks* y *gluones*.

En resumen, el conocimiento actual muestra que la materia está formada por lo que podemos denominar una estructura de niveles o “capas”. Tenemos la capa molecular, la capa atómica, la capa nuclear (formada por nucleones) y la capa de quarks. Especulaciones teóricas indican que por debajo de esta última capa podría existir una capa más, la “capa de cuerdas”. Es interesante destacar que esta estructura de capas hace posible que se pueda estudiar cada una de ellas (casi) independientemente una de otra. En este libro nos centraremos en la capa nuclear y estudiaremos sus propiedades en términos de sus constituyentes, los protones y neutrones.

Cada una de las capas mencionadas tiene escalas de longitudes y energías características, como se puede observar en la Figura 1.1. En el caso de la escala de energía, hemos introducido una unidad más adecuada para describir a las mismas en estos casos, el electrón-Volt (eV). Un eV es la energía que adquiere un electrón al ser acelerado por una diferencia de potencial ΔV de un Volt. La relación eV-J es:

$$1 \text{ eV} = 1,60218 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (1)$$

$$1 \text{ J} = 6,2415 \times 10^{18} \text{ eV} \quad (2)$$

Dado que las masas de las partículas que estudiaremos son extremadamente pequeñas (en el orden de $1,67 \times 10^{-27}$ kg en el caso de los protones y neutrones, 9×10^{-31} kg en el caso de electrones), emplearemos unidades más adecuadas, la *unidad de masa atómica* (uma, que se denota “u” en el sistema internacional [uma]). La unidad de masa atómica se define como la doceava parte de la masa de un átomo de ^{12}C (un átomo de C que contiene 6 protones y 6 neutrones en su núcleo. En el próximo capítulo se detallaremos la notación para referirnos a cada núcleo particular y el significado del supra-índice “12”). Un mol de ^{12}C contiene un número de Avogadro de átomos ($N_A = 6,02214129 \times 10^{23}$ átomos) y tiene una masa exactamente igual a su peso atómico. Entonces, la masa de un átomo de ^{12}C es:

$$m(^{12}\text{C}) = 12 \text{ g} / (6,02214129 \times 10^{23}) = 1,99265 \times 10^{-23} \text{ g} \quad (3)$$

Y por lo tanto,

$$1 \text{ u} = \frac{1}{12} m(^{12}\text{C}) = 1,660539 \times 10^{-24} \text{ g} = 1,660539 \times 10^{-27} \text{ kg}. \quad (4)$$

Usando la relación masa-energía de Einstein, $E=mc^2$, y la relación entre eV y J:

$$1 \text{ u} = 931,48 \text{ MeV} \quad (5)$$

A lo largo de este libro, emplearemos múltiplos y submúltiplos de las unidades de longitud, tiempo, y energía. Por esto, resumimos en la tabla 1.1 los prefijos, símbolos y factores de multiplicación de cada uno de estos múltiplos y submúltiplos.

Factor de multiplicación	prefijo	símbolo
1.000.000.000.000.000.000=10 ¹⁸	Exa	E
1.000.000.000.000.000=10 ¹⁵	Peta	P
1.000.000.000.000=10 ¹²	Tera	T
1.000.000.000=10 ⁹	Giga	G
1.000.000=10 ⁶	Mega	M
1.000=10 ³	Kilo	k
100=10 ²	Hecta	h
10=10 ¹	Deca	da
1		
0,1=10 ⁻¹	deci	d
0,01=10 ⁻²	centi	c
0,001=10 ⁻³	mili	m
0,000.001=10 ⁻⁶	micro	μ
0,000.000.001=10 ⁻⁹	nano	n
0,000.000.000.001=10 ⁻¹²	pico	p
0,000.000.000.000.001=10 ⁻¹⁵	femto	f
0,000.000.000.000.000.001=10 ⁻¹⁸	ato	a

Tabla 1.1. Múltiplos y submúltiplos de una dada unidad de energía, longitud tiempo u otras magnitudes.

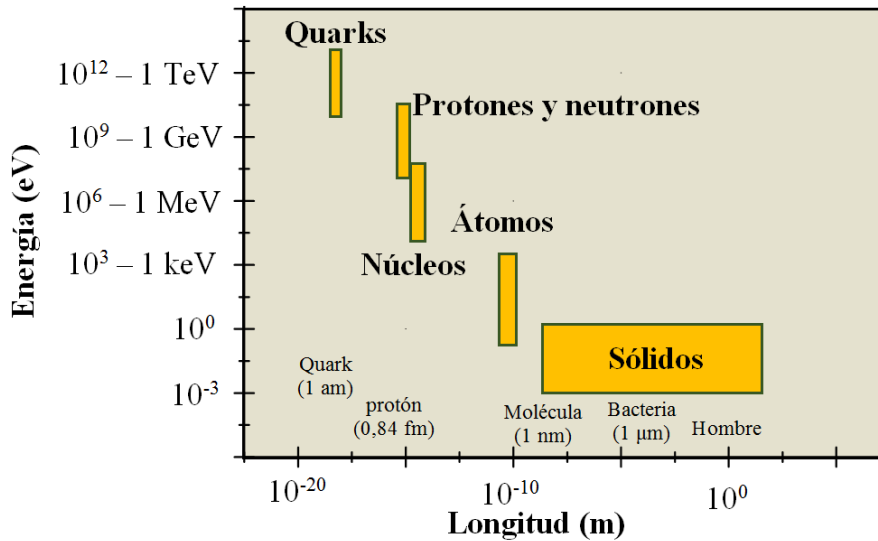


Figura 1.1. Escalas de longitudes y energías características de las distintas capas de la materia.

Dadas las escalas implicadas en cada capa, podríamos preguntarnos con que instrumento podemos estudiar cada una. Con el uso de una lupa podemos estudiar objetos pequeños, observando detalles que no podemos observar a simple vista. El aumento (angular) de una lupa depende de la inversa de la distancia focal de la misma [Serway, Young]. Pareciera entonces que es posible lograr cualquier aumento angular reduciendo la distancia focal. Sin embargo, las

aberraciones de una lente simple establecen un límite al aumento de entre 3x y 4x. Si se corrigen estas aberraciones, se puede alcanzar un aumento angular de hasta 20x [Serway, Young]. Para mayores aumentos se necesitan sistemas compuestos por varias lentes, los microscopios ópticos. Con éste se pueden resolver detalles del orden de 10^{-6} m, 1.000 nm. Pero incluso el mejor microscopio óptico está limitado por la difracción. Detengámonos un momento en este punto. La propia naturaleza ondulatoria de la luz limita la resolución espacial que se puede obtener con un microscopio óptico. Entendemos por resolución espacial la mínima distancia entre dos puntos de una muestra que pueden verse separados o, mejor dicho, resueltos, por un dado sistema óptico y no puede ser menor que la mitad de la longitud de onda de la luz que ilumina un objeto [Serway, Young]. Es decir que el poder de resolución de un microscopio será mayor cuando se ilumina la muestra con luz azul (400 nm) que cuando se hace con verde (550 nm, aproximadamente centro de la región visible del espectro electromagnético) o roja (680 nm). En la práctica, en condiciones óptimas y empleando objetivos y técnicas convencionales se alcanza a resolver detalles de unos 250 nm, lo que significa un aumento del orden de 2000x [Serway, Young]. Se puede mejorar la resolución empleando el llamado *nanoscopio*, o microscopía de fluorescencia. En este caso se ilumina la muestra con radiación ultravioleta, lo que permite obtener resoluciones de 6 nm en muestras no biológicas, de unos 20 nm en células fijadas, y de entre 60 y 80 nm en células vivas o tejidos [nanoscopios]. Eric Betzig, Stefan W. Hell y William E. Moerner recibieron el Premio Nobel de Química en 2014 por el desarrollo del nanoscopio. Uno de estos dispositivos se encuentra en Argentina ya que uno de los colaboradores de W. Hell es un investigador argentino, el Dr. Fernando Stefani (CONICET, Centro de Investigaciones en Bionanociencias “Elizabeth Jares Erijman”, CIBION-CONICET).

Resoluciones aún menores, del orden de 1 nm, pueden obtenerse mediante el uso de microscopios electrónicos. En este caso, la muestra se “ilumina” con un haz de electrones. De la interacción de estos electrones con los átomos de la muestra surgen señales que son captadas por un detector y transformadas luego en imágenes. Estos microscopios logran una resolución unas 10.000 mayor que la que se obtiene con los microscopios ópticos. Podemos preguntarnos aquí que significa esto de “iluminar una muestra con electrones”. Veremos más adelante que a las partículas se le pueden asignar una longitud de onda, tal como si fueran ondas. Pero para eso debemos avanzar en algunos conceptos.

Un desarrollo posterior, de la década de 1980, es el llamado microscopio de efecto túnel, el cual permite obtener imágenes de la superficie de un material con detalles a nivel atómico. Por su desarrollo, sus inventores Gerd Binnig y Heinrich Rohrer obtuvieron el Premio Nobel de Física en 1986 [Binnig]. La resolución de estos microscopios es del orden de 0,1 nm y observar capas hasta una profundidad de 0,01 nm [Bei].

La resolución de los microscopios de electrones y de efecto túnel permite estudiar la capa atómica. Para ir a capas más profundas, al interior del átomo, al núcleo y los nucleones, necesitamos resoluciones aún menores. Para esto se deben emplear partículas cuya longitud de onda asociada sea menor que el tamaño de los átomos, para lo que se requiere, como veremos, acelerar partículas a muy altas velocidades (recordemos que el límite de velocidad es c , la velocidad de la luz en el vacío). Esto implica el empleo de grandes instalaciones, los *aceleradores de partículas*. Estos haces de partículas aceleradas a altas velocidades colisionan con los

átomos, núcleos o nucleones, y de estas colisiones se obtiene la información sobre el sistema en estudio.

El acelerador lineal de electrones más poderoso es el Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), en Stanford, Estados Unidos [SLAC]. Tiene una longitud de 3,2 km y puede acelerar electrones y positrones (antipartículas de los electrones, tienen la misma masa que éstos y la misma carga, pero de signo opuesto, es decir, positiva). La velocidad de los electrones a la salida de este acelerador es de $2,9978999998 \times 10^8$ m/s (0,99999999995 de la velocidad de la luz). En estas condiciones y empleado electrones o positrones la resolución del SLAC es del orden de 0,025 fm, lo que nos permitiría “observar” el interior de un protón, cuyo radio se estima en 0,84-0,88 fm [Antognini]. Experimentos realizados con este acelerador permitieron demostrar que los protones están formados por partículas aún menores, los quarks [Lubkinn].

Otro acelerador de partículas, en este caso circular, es el Gran Colisionador de Hadrones (CERN, Large Hadron Collider (LHC), localizado en la frontera entre Francia y Suiza, [LHC]). Está formado por ocho tramos rectos unidos por ocho arcos de circunferencia, con una longitud total de casi 27 km. Puesto en marcha en 2008, es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo. En su interior dos haces de protones que viajan a velocidades muy cercanas a la de la luz en sentidos opuestos se hacen colisionar entre sí. Los haces se mueven en sus trayectorias por la acción de campos magnéticos producido por electroimanes construidos con bobinas de cable superconductor, es decir sin resistencia o pérdida de energía. Para que estas bobinas sean superconductoras se las mantiene a una temperatura de $-271,3^{\circ}\text{C}$, temperatura incluso inferior a las del espacio exterior. Además, en el interior de los tramos por donde viajan los protones se genera un ultra alto vacío para evitar colisiones que alteren el haz. Los haces colisionan en cuatro puntos donde se localizan los cuatro detectores de partículas (denominados ATLAS, CMS, ALICE y LHCb).

Tenemos las herramientas para observar cada capa de la materia, veamos cómo se fueron proponiendo, descubriendo, modelando y entendiendo cada una de ellas.

Empezando el viaje. El átomo desde un ágora de Atenas hasta nuestros días

En la actualidad, la idea que la materia está compuesta por átomos es universalmente aceptada. Muchos se sorprenderían si se les comentara que hasta hace unos 120 años la existencia de los átomos, la propuesta que la materia es discontinua, había sido rechazada por científicos que habían hecho grandes aportes durante el siglo XIX y de hecho el atomismo no había intervenido como elemento fundamental en ninguno de los avances que se habían realizado en diversas áreas de la Química y la Física en esos años. Entre los científicos que se oponían al atomismo, podemos encontrar algunos de la talla de Wilhelm Ostwald, Ernst Mach, Pierre Duhem y Henri Poincaré [Dieguez]. Estos científicos tenían una inspiración energitista y muchos con una fuerte influencia del positivismo. El energetismo partía de la negación del reduccionismo mecanicista. Desde esta postura rechazaban los intentos de basar la Química en modelos

mecánicos como el atomismo. Este grupo (cuyo mayor representante era Ostwald) adhería a una fundamentación termodinámica de la Química, entendiendo los procesos químicos (y el resto de los procesos naturales) como transformaciones de la energía. En consecuencia, se opusieron a la reducción que Boltzmann hacía de las leyes de la termodinámica a leyes estadísticas a partir de movimientos atómicos o moleculares: era la mecánica la que debía reducirse a la termodinámica y no al contrario. Según esta corriente de pensamiento, la materia no sería más que una manifestación derivada de la energía y átomos, iones y moléculas debían ser tomados sólo como entidades matemáticas para explicar dichas transformaciones de la energía [Dieguez]. El positivismo es una corriente filosófica que afirma que todo conocimiento deriva de la experiencia, la cual se puede respaldar por medio del método científico y rechaza cualquier conocimiento previo a la experiencia. Estas ideas fueron perdiendo terreno sólo a partir de experimentos realizados en los últimos años del siglo XIX, cuando se logró empezar a coleccionar la evidencia que avalaba la teoría atómica [Dieguez]. Curiosamente, estos experimentos también mostraron que el átomo no era el componente último e indivisible de la materia, aunque aún en 1914 se podía leer en libros de Física frases como [Kleiber]:

También las moléculas son susceptibles de ulteriores divisiones; más, al sufrirlas, dejan de ser partículas de la sustancia primitiva. Obtiénense entonces los átomos, completamente indivisibles, últimas partículas de las sustancias fundamentales o cuerpos simples.

La idea de una mínima unidad de materia no es nueva. Veintitrés siglos atrás, Demócrito de Abdera (ca. 460-370) había propuesto que, si una sustancia pura se cortara en pedazos cada vez más pequeños, finalmente se obtendría la pieza más pequeña de esa sustancia que ya no se podría dividir más. Denominó a este trozo más pequeño de sustancia “átomo”, que en griego significa indivisible. En palabras de Demócrito *“todo ser consta de unidades indivisibles y eternas, de átomos, en infinidad de formas y tamaños, y todo lo que no es, de vacío”*. Otros nombres de la escuela atomista griega son Leucipo (también del siglo V a.C.) y Epicuro (siglo IV-III a.C.), mientras que Lucrecio (siglo I a.C.) sobresale en el atomismo romano [Dieguez, Tixaire, Russell].

De estos primeros atomistas griegos tenemos referencia a través de Aristóteles (siglo IV a.C.) y de Diógenes Laercio (siglo III d.C.), quien dedica parte de su obra *Vidas, opiniones y sentencias de los filósofos más ilustres* a Leucipo, Demócrito y Epicuro. Para Demócrito los átomos y el vacío son el principio de todas las cosas, siendo todo lo demás *“dudoso y opinable”*. Tal como cita Sexto Empírico en *Adversus Mathematicus VII*. “Por convención, el color; por convención, lo dulce; por convención, lo amargo; pero en la realidad, átomos y espacio vacío” (Sexto Empírico, c. 160 - c. 210 d.C, 135.). Según Demócrito, la materia no es más que una mezcla de átomos que son inmutables, eternos, individuales, homogéneos, incompresibles y son entidades infinitamente pequeñas y, por tanto, imperceptibles para los sentidos. Los átomos se diferencian entre sí sólo en forma y tamaño, pero no por cualidades internas. Las propiedades de la materia dependen de la forma, el tamaño, el orden y la posición de los átomos, los cuales pueden ensamblarse entre sí, aunque no fusionarse. Postuló además el espacio vacío como una entidad real, afirmando que entre los átomos hay vacío, lo que permite su diferenciación y movimiento.

De esta forma, los átomos podían formar cuerpos, que pueden luego separarse para formar otros cuerpos.

Epicuro toma las ideas de Demócrito al postular unidades mínimas confinadas, pero con una corrección: las trayectorias de los átomos entre sucesivas colisiones pueden ser consecuencia del azar. De esta forma, acota el determinismo de Demócrito y da lugar al libre albedrío [Tixaire]. Lucrecio presenta su visión científica del universo desarrollando el atomismo de Leucipo, Demócrito y Epicuro en su obra *Sobre la naturaleza de las cosas*.

Podemos incluir en este brevísimo resumen de las ideas atomistas de los filósofos griegos a Pitágoras, Anaxágoras y Epicuro. Pitágoras afirmaba que los números eran el principio (arjé) de todas las cosas (aunque no se sabe si su escuela filosófica concebía a los números como entidades físicas o si, por el contrario, se afirmaba que el principio de la realidad era algo de carácter formal, es decir, no material). De esta forma, a Leucipo se deben las ideas básicas de la concepción atomista, mientras que a Demócrito se debe su desarrollo, difusión y articulación en un sistema filosófico completo y coherente. Gracias a Pitágoras se identificó a la ciencia con la matemática y se introdujo la idea que todas las cosas son reductibles a números y figuras geométricas.

Anaxágoras consideraba que todo estaba hecho de partículas elementales llamadas *homeomerías*, conceptualmente diferentes (aunque muy similares) a los átomos de Leucipo y Demócrito, mientras que Empédocles afirmaba que casi todas las cosas (no los ojos, por ejemplo) están compuestas por cuatro elementos: aire, agua, tierra y fuego. Estos elementos son indestructibles, no nacen ni perecen (según Aristóteles eternamente subsistentes y no engendrados), y por la mezcla de sus partículas con las de los otros tres elementos se forman las diversas cosas que conocemos. Así, agua, aire, fuego y tierra representan el inicio de una “química originaria”, las distintas realidades estarían constituidas por esos elementos originarios. La proporción en que se integran esos elementos es distinta para cada cosa y por ello presentan distintas cualidades. En palabras de Simplicio (Simplicio, Física, p. 25):

Empédocles postula cuatro elementos materiales, fuego, aire, agua y tierra, todos eternos, que aumentan y decrecen mediante la mezcla y la separación; pero sus auténticos primeros principios, los que imparten el movimiento a aquellos son el Amor y la Discordia. Los elementos están constantemente sometidos a un cambio alternante, mezclándose unas veces por obra del Amor y separándose otras por la acción de la Discordia; sus primeros principios, en consecuencia, son seis.

Debemos destacar aquí que, como todas las teorías filosóficas griegas, estas teorías no se apoyaban en experimentos (actividad a la que los griegos consideraban “menor”), sino que se basaban sólo en el razonamiento.

Posteriormente, la teoría atómica cayó en el olvido por largos siglos. En la Edad Media muy pocos aceptaron el atomismo en sentido estricto. No obstante, numerosos alquimistas pensaban que los cuatro elementos antes mencionados (o los tres principios paracelsianos [Sagrada, Lopera]) formaban pequeñas partículas que se combinaban en los cuerpos compuestos, en lugar de constituir una mezcla homogénea. Bacon y Descartes (siglo XVII) sostenían una postura

peculiar [Dieguez]. Para ellos, los corpúsculos que interesaban a la ciencia no eran átomos en sentido estricto, sino las partículas efectivamente halladas en los cuerpos, que podían ser, en principio, divisibles. Ambos negaban además el vacío. En particular, Descartes cuestionó la idea de átomos indivisibles y el concepto de vacío y con ello, la base de la teoría de Demócrito. Pensaba que el vacío representa una contradicción de términos, ya que donde hay espacio debe haber extensión y, por lo tanto, materia (*Principia philosophiae*, II, 4-20). Más allá de esto, Bacon y Descartes coincidían con los atomistas en explicar la naturaleza sobre la base del movimiento y colisiones de partículas.

La teoría atómica moderna se originó en el siglo XIX con los trabajos del químico inglés John Dalton, quien buscaba explicar las leyes de combinación de los elementos en las reacciones químicas. Los antecedentes de esta teoría se pueden rastrear en trabajos previos como los de Boyle, Lavoisier y Proust. Boyle (considerado el primer químico moderno y su obra *The Sceptical Chemist*, de mediados del siglo XVII, es considerada una obra fundamental en este campo) fue el primero en intentar, con poco éxito, introducir la hipótesis atómica y que esta jugase un rol relevante para entender la materia, no ya desde un punto de vista puramente filosófico, si no incorporando la experimentación. En su opinión, las cualidades de los materiales eran el producto de la agregación de diferentes partículas y no de la combinación de las cualidades de las sustancias elementales. Asociaba además las propiedades químicas de los cuerpos a movimientos, formas y tamaños de estas partículas y sostuvo también que su descubrimiento de la ley que en un gas diluido la presión es inversamente proporcional a su volumen podía explicarse si se suponía que los gases estaban formados por pequeños corpúsculos materiales. El mayor problema relacionado con su propuesta estaba en el hecho que, si la materia en su nivel último estaba formada por partículas homogéneas y que la diferencia de material a material era la disposición o el movimiento de éstas, quedaba abierta la posibilidad de la transmutación entre sustancias, resultado que entra en colisión con la existencia de elementos perdurables.

Poco más de un siglo más tarde (en 1789) Lavoisier presentaba su *Traité élémentaire de chimie*, que puede considerarse la primera formulación moderna del concepto de elemento: el último término alcanzable mediante el análisis químico. Presenta además en su tratado treinta y tres sustancias elementales, entre las que podemos mencionar al oxígeno, el hidrógeno y el nitrógeno (ázoe en ese entonces). La mayor parte de los elementos de esta lista es correcta. Otros (como el calórico), no. La hipótesis fundamental de la teoría del calórico propuesta por Lavoisier es que el calor es un efecto producido por un fluido sin masa, capaz de penetrar todo el espacio y de fluir hacia y desde todas las sustancias [Falk]. Además del calórico, existían otros dos fluidos, la luz y el éter. Estos fluidos eran incoercibles, es decir, no se puede mantenerlos encerrados en un recipiente. En el marco de la Física del siglo XVIII, se estudiaban también los efectos eléctricos y magnéticos en términos de fluidos.

En su tratado, Lavoisier no recurre a la teoría atomista ni plantea ninguna especulación sobre la naturaleza atómica de los elementos. Es decir, su concepto de elemento era de carácter operativo: elementos son aquellas sustancias a las que podemos reducir los cuerpos por descomposición.

El siguiente paso fue dado en 1799 por Joseph Louis Proust, quien estableció lo que luego se conocería como la ley de las proporciones definidas o constantes: todos los compuestos

contienen proporciones definidas de sus elementos constituyentes [Chang]. Dicho de otro modo, un dado compuesto siempre contiene la misma proporción de elementos de masa (por ejemplo, en la composición del agua la proporción de los pesos del hidrógeno y del oxígeno es de 1:8, así 9 gramos de agua contienen siempre 1 g de hidrógeno y 8 g de oxígeno). Entre 1801 y 1808 Berthollet mantuvo con Proust una fuerte polémica sobre esta ley. Berthollet pensaba que la combinación de elementos para formar compuestos podía variar ampliamente según se preparase el compuesto. Las pruebas experimentales obtenidas por Proust fueron tan fuertes que convencieron a la comunidad científica sobre la validez de su ley.

La propuesta del átomo como constituyente básico de la materia comenzó a afianzarse, como dijimos, gracias a Dalton, cuando publicó la primera parte de su *New System of Chemical Philosophy* en 1808 (la segunda parte apareció en 1810 y la tercera en 1827). El gran mérito de Dalton fue combinar el concepto de elemento químico con las ideas atomistas tradicionales, empleando estas ideas para dar cuenta de las regularidades observadas en ciertas reacciones químicas. Basado en los trabajos de Proust y Lavoisier supuso que la materia estaba constituida por pequeñas unidades de materia (átomos), que eran indestructibles y que existían tantos tipos de átomos como elementos simples existían. Todo elemento químico debía estar constituido por un tipo único de átomos y siempre el mismo. A su vez, los compuestos químicos estarían formados por la combinación de átomos de distintos tipos, organizados en "átomos compuestos". Notemos que se usa la expresión "átomos compuestos" y no moléculas, ya que el concepto de molécula no fue establecido con precisión hasta después de mediados del siglo XIX y todavía en 1860 reinaba la confusión acerca de los términos "átomo" y "molécula". Ese año, en el Primer Congreso Internacional de Química, realizado en Karlsruhe, se planteó la necesidad de diferenciar entre molécula y átomo, refiriéndose la primera a las partículas más pequeñas de un cuerpo que pueden intervenir en una reacción química y que tienen propiedades físicas bien definidas, y la segunda a las partículas aún más pequeñas que forman las moléculas. La cuestión quedó sin resolver en dicho congreso [Pais].

La propuesta de Dalton puede resumirse en:- Cada elemento está formado por pequeñas partículas (átomos)

- Los átomos de un dado elemento son idénticos. Los átomos de diferentes elementos son distintos de forma fundamental.
- Los compuestos se forman por combinación de átomos. Un dado compuesto siempre tiene el mismo número relativo de tipos de átomos.
- Las reacciones químicas involucran el reacomodamiento de átomos. Los átomos no cambian, se combinan de diferente forma (este punto descarta la transmutación de átomos y por ende de los elementos).

El modelo de Dalton proveyó una imagen física de cómo los elementos se combinan para formar compuestos y dio una razón fenomenológica que apoyaba a los átomos como entidad física real. Además, su modelo le permitió deducir a partir de la ley de proporciones definidas, la ley de las proporciones múltiples, que establece que cuando dos elementos se combinan para originar diferentes compuestos, dada una cantidad fija de uno de ellos, las diferentes cantidades del otro que se combinan con dicha cantidad fija para dar como producto los compuestos, están

en relación de números enteros sencillos [Chang]. Es decir, que cuando dos elementos A y B forman más de un compuesto, las cantidades de A que se combinan en estos compuestos, con una cantidad fija de B, están en relación de números enteros sencillos. Finalmente, Dalton pudo reportar una tabla de pesos atómicos relativos de algunos elementos y compuestos, aunque con errores originados en la confusión entre átomos y moléculas.

Gay-Lussac extendió la relación entre masas propuesta por Dalton a una relación entre los volúmenes de los gases (la hoy conocida como ley de Gay-Lussac para la combinación de gases [Chang]). Su trabajo planteó la cuestión sobre si los átomos eran diferentes a las moléculas y, en ese caso, cuantos átomos y/o moléculas hay en un volumen dado de gas. Estas preguntas fueron respondidas en 1811 por Avogadro en base a los resultados de Dalton sumando dos hipótesis:

- Los átomos de los gases elementales pueden unirse en moléculas en lugar de existir como átomos separados.
- volúmenes iguales de gases, en las mismas condiciones de temperatura y presión, contienen igual número de moléculas.

Con estas hipótesis se puede explicar por qué se requiere la mitad de volumen de oxígeno para combinar con un volumen de carbono para formar CO_2 : cada molécula de oxígeno tiene dos átomos, y cada átomo de oxígeno se une a un carbono para formar una molécula de CO_2 .

A pesar de lo que pueda suponerse, la teoría de Dalton estuvo lejos de alcanzar una aceptación general, especialmente en lo que a su concepción del átomo se refiere. La ambigüedad mencionada en el uso de la palabra “átomo” para referirse tanto a las partículas simples de los elementos, como a las partículas de los compuestos resultantes de las reacciones químicas, no hacía mucho en favor de su propuesta. La disputa sobre la existencia real de los átomos y el papel de la teoría atómica se prolongó a lo largo de todo el siglo XIX.

Recién en 1858 el químico italiano Stanislao Cannizzaro hizo cuidadosos experimentos de reacción entre gases que lo llevaron a revivir las ideas de Avogadro de 1811 y que habían sido rechazadas por muchos, incluido Dalton. Expuso sus resultados en el Primer Congreso Internacional de Química. La exposición de Cannizzaro terminó por despejar las dudas sobre los átomos que quedaban entre muchos de los asistentes y en pocos años, las hipótesis de Avogadro fueron ampliamente aceptadas [Diéguez]. Hacia 1860 Dimitri Mendeleiev desarrolló su tabla periódica de los elementos según el orden creciente de sus masas atómicas. Ubicó los elementos en filas horizontales, pasando a una nueva fila cada vez que las propiedades se repetían. Este esquema le permitió predecir con bastante exactitud las propiedades de elementos todavía desconocidos. El descubrimiento del germanio, con propiedades muy similares a las predichas por Mendeleiev fueron un éxito retundo que llevó a la aceptación general del sistema de ordenamiento que, con leves cambios, continúa aplicándose hasta hoy.

Posteriormente, en 1865, el químico austriaco Johann Loschmidt, basado en la teoría atómica, efectuó el primer cálculo preciso del diámetro de las moléculas de oxígeno y nitrógeno [Loschmidt]. El diámetro que obtuvo fue algo menor a 10^{-9} m, valor próximo al actualmente aceptado de $0,5 \times 10^{-9}$ m. Su estimación era equivalente a calcular el número de partículas en un volumen determinado de gas. Este último valor, la densidad numérica de partículas en un gas

ideal, que ahora se llama en su honor constante de Loschmidt, es aproximadamente proporcional al número de Avogadro N_A . Por lo tanto, el valor de la constante de Avogadro fue indicado en primer lugar por Loschmidt. Fue el físico francés Jean Perrin quien propuso en 1909 denominar *constante de Avogadro* al número de partículas en un mol de una sustancia cualquiera. El símbolo L que se utiliza a veces para la constante de Avogadro es en honor a Loschmidt y la literatura en lengua germana suele referirse a ambas constantes con el mismo nombre, distinguiéndolas solamente por las unidades de medida. Como último comentario, Perrin ganó en 1926 Premio Nobel de Física, en gran parte por su trabajo en la determinación de la constante de Avogadro mediante diferentes métodos.

No sólo desde la Química se debatía sobre los átomos. Desde la Física también se hicieron aportes a la discusión. A comienzos del siglo XVIII Daniel Bernoulli propuso que las propiedades de los gases se podían explicar suponiendo que estaban constituidos por un gran número de partículas infinitamente pequeñas, que se mueven al azar con gran velocidad y que chocan incesantemente entre sí. Con esta base de ideas, en 1738 publicó un tratado sobre los gases, *Hydrodynamica*, que es considerado la primera propuesta o introducción a la teoría cinética de los gases. Bernoulli llegó a la conclusión que la presión que ejerce un gas sobre las paredes de un recipiente es debida al choque contra ellas de millones de partículas. En ese entonces, el modelo que prevalecía describía los gases como una nube de partículas estacionarias, rodeadas por un fluido (el ya mencionado calórico) y ligadas por fuerzas repulsivas que las mantienen vibrando en torno a posiciones de equilibrio. El modelo de Bernoulli no pudo rivalizar con el modelo estático de la época. Sin embargo, la idea era demasiado buena como para quedar en el olvido. La teoría cinética de los gases fue propuesta nuevamente en 1820 por el físico inglés John Herapath, quien redescubrió por su cuenta las conclusiones de Bernoulli sobre las relaciones entre la presión, la densidad, o el volumen de un gas y las velocidades de las partículas que lo componen. De nuevo, el trabajo de Herapath también fue ignorado por la mayoría de los científicos de la época. Salvo por James Prescott Joule, que reconoció el valor de la obra de Herapath. En 1848, presentó un artículo en la Sociedad Literaria y Filosófica de Manchester en el que trataba de revivir la teoría cinética. Este artículo, también, fue ignorado por muchos científicos de la época (quizás porque los físicos no solemos buscar referencias científicas relevantes en las publicaciones de una sociedad literaria y filosófica). En base a los trabajos de Herapath, Joule explicó los resultados de sus experimentos sobre la conversión del calor en trabajo mecánico [Harman, Holton]

La elaboración precisa de la teoría cinética se desarrolló a partir de 1857 con la publicación de "*Über die Art der Bewegung, die wir Wärme nennen*" ("Sobre la naturaleza del movimiento que llamamos calor") por Rudolf Clausius [Clausius]. En dicha publicación se proponía que las partículas que formaban un gas además de un movimiento de traslación tenían movimiento rotacional y vibracional. En base a esta hipótesis podía explicar las diferencias entre los estados sólido, líquido y gaseoso y la transformación de un estado a otro. Clausius también afirmaba que la temperatura absoluta de un gas era proporcional a la energía cinética promedio de las partículas, introduciendo el tratamiento estadístico en el análisis del movimiento de las partículas que formaban un gas. Este último aspecto fue desarrollado por James Clerk Maxwell, quien propuso en su tesis doctoral (que tenía una longitud menor a una carilla) distribuir las velocidades

de las moléculas de un gas siguiendo una curva de distribución normal, de modo que las velocidades medias fueran siempre las más probables. Boltzmann completó el trabajo cuando, al igual que hiciera Maxwell, interpretó el segundo principio de la termodinámica como una ley estadística basada en las probabilidades de las distribuciones moleculares, y ofreció una definición precisa de la entropía en función de dichas probabilidades.

Las últimas escenas de esta historia se desarrollaron en los primeros años del siglo XX, pero tienen un origen en una observación realizada en 1827 por el monje y botánico escocés Robert Brown. Mientras estudiaba con un microscopio partículas de polen de una flor de primavera (*Clarkia Pulchella*) que flotaban en el agua, Brown observó que los pequeños granos suspendidos en el agua tenían un movimiento constante, una danza caótica e interminable. El movimiento no parecía disminuir ni detenerse y no era originado por factores externos. Observó el mismo fenómeno al repetir el estudio con partículas de polvo. Por décadas las observaciones de Brown pasaron prácticamente inadvertidas. Hasta que Einstein y el científico polaco Marian Smoluchowski notaron, a principios del siglo XX, qué si la teoría cinética de los gases era correcta, entonces las moléculas de agua se moverían aleatoriamente. Como consecuencia, una pequeña partícula suspendida en el agua recibiría un número aleatorio de impactos de intensidad y dirección aleatoria en un dado período de tiempo.

En el año 1905, el "año maravilloso", Albert Einstein publicó una serie de trabajos fundamentales en la historia de la Física: la relatividad especial, la explicación del efecto fotoeléctrico que le valió el premio Nobel de Física de 1921, su tesis doctoral sobre masa y tamaño de moléculas (varios autores lo consideran como parte del "año maravilloso" porque Einstein terminó de escribirlo en abril de 1905 y lo envió a *Annalen der Physik* en agosto, pero fue publicado en enero de 1906, después de corregir algunos cálculos) y una explicación del movimiento observado por Brown [Einstein]. Este último trabajo es una muy elaborada aplicación de la mecánica estadística, destacable por el hecho que Einstein no había oído hablar de las observaciones de Robert Brown hasta finales de 1905. En su modelo aparecía la constante de Avogadro. En 1905 ya se habían obtenido algunos valores aproximados para N_A y el propio Einstein calculó en su tesis doctoral el valor $N_A=2,1 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ y en trabajos posteriores ofrecería varios métodos distintos para obtener valores más precisos. El modelo de Einstein proporcionaba entonces una evidencia experimental incontestable sobre la existencia real de los átomos. El artículo también aportaba un fuerte impulso a la mecánica estadística y a la teoría cinética de los gases, que en aquella época permanecían en la controversia.

Poco después, en 1908, el químico francés Jean Perrin conseguía dar un valor más preciso de N_A a partir del estudio observacional del movimiento browniano. Al año siguiente, contando con este valor, sometió a prueba experimental la ecuación de Einstein esperando refutarlas. Sin embargo, el resultado que obtuvo tras un experimento realmente delicado coincidía razonablemente bien con lo que las ecuaciones predecían. En publicaciones subsiguientes, especialmente en su obra *Les Atomes* de 1913, Perrin ponía de relieve la asombrosa coincidencia de valores que se alcanzaban para N_A usando hasta trece procedimientos diferentes de estimación basados en fenómenos físicos muy dispares. Estos resultados condujeron a una confirmación de la teoría atómica de la materia. Ostwald reconoció que los resultados de Perrin "autorizan incluso al científico más cauteloso a hablar de una prueba experimental de la

constitución atómica de la materia" [Ostwald, 1908, p. 857]. Y Poincaré se expresaba en el mismo sentido: "Las antiguas hipótesis mecanicistas y atomistas han adquirido en estos últimos tiempos bastante consistencia para dejar casi de aparecernos como hipótesis; los átomos ya no son una ficción cómoda; nos parece, por así decir, que los vemos desde que los sabemos contar. [...] El átomo del químico es ahora una realidad" [Poincare, 1902, p. 167].

Hacia el interior del átomo... y más allá

El modelo atómico de Dalton establecía que la materia estaba formada por átomos. Los átomos de un dado elemento eran idénticos y radicalmente diferentes a los de otro elemento. Además, eran indivisibles, eternos e inmutables. Nada decía su propuesta sobre forma, tamaño, masa o que diferenciaba un átomo de un elemento del de otro. Podríamos representar el "átomo de Dalton" como en la figura 1.2 (que sea esférico, negro y de un dado tamaño es sólo a modo representativo). Podemos agregar algo más en este punto. Las leyes de la electrólisis, propuestas por Michael Faraday, implicaban que la electricidad consistía en "unidades discretas" con una carga igual a la de un ion hidrógeno. En 1891 George J. Stoney llamó a esta unidad electrolítica *electrón* e intentó determinar su tamaño a partir de datos cinéticos y espectroscópicos [Stoney] ¿Podría contener el átomo estas unidades discretas?

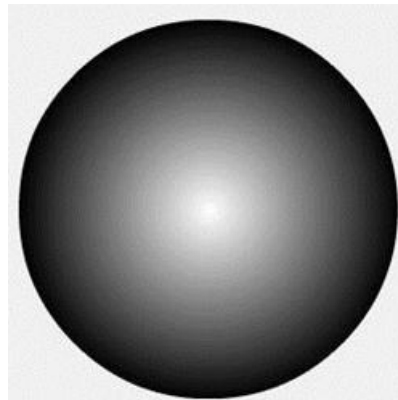


Figura 1.2. El átomo de Dalton. En su modelo no se hacía ninguna especulación sobre su forma o tamaño.

Hacia Fines del siglo XIX, muchos de los esfuerzos de la Física estaban centrados en el estudio de los fenómenos de descargas en gases. Estos experimentos consistían en confinar gases a baja presión en ampollas de vidrio con electrodos en sus extremos. Entre estos electrodos se aplicaba una diferencia de potencial eléctrico y se estudiaba la descarga producida. Los rayos que se originaban en el electrodo negativo (el cátodo) y se movían hacia el positivo (el ánodo) habían sido descubiertos por Julius Plücker en 1858 y recibieron el nombre de *rayos catódicos* [Plücker, rayos catódicos]. En un principio se tomaron más como una curiosidad que como algo importante para el desarrollo de las teorías fundamentales de la Física. Sin embargo, a partir de estos experimentos se pudo establecer una relación entre la hipótesis atómica de la materia y los principios del electromagnetismo.

Uno de los científicos que trabajaba en estos experimentos era Joseph John Thomson. En su dispositivo, los rayos que se generaban en el cátodo pasaban por una placa con un pequeño orificio (un colimador) para obtener un haz estrecho que se hacía pasar por entre dos placas metálicas a las que se aplicaba una diferencia de potencial. Es decir, un capacitor de placas paralelas, como los estudiados en los cursos básicos. En esta región entre placas hay entonces un campo eléctrico constante e independiente del punto que consideremos. Luego de atravesar esta región el haz estrecho incidía sobre una pantalla fluorescente (figura 1.3). Thomson observó que el campo eléctrico desviaba los rayos catódicos, lo que demostraba que estos rayos tenían carga y masa. Por tanto, el haz debía estar formado por partículas. Thomson denominó a estas partículas *corpúsculos*. Además, dado que las partículas experimentaban una aceleración hacia arriba (sentido opuesto al campo eléctrico), la carga de los corpúsculos debía ser negativa.

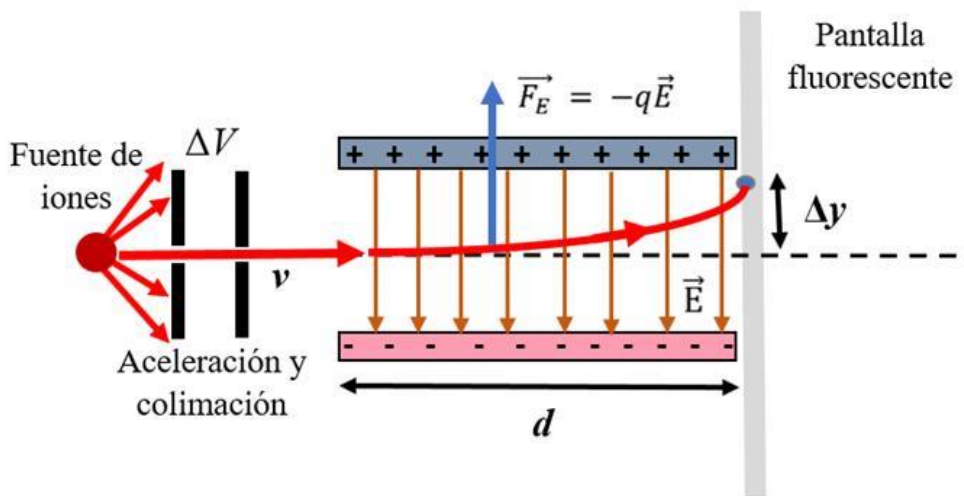


Figura 1.3. Trayectoria de un haz estrecho de rayos catódicos en un campo eléctrico. La desviación hacia arriba del haz indica que se trata de partículas con masa y carga negativa.

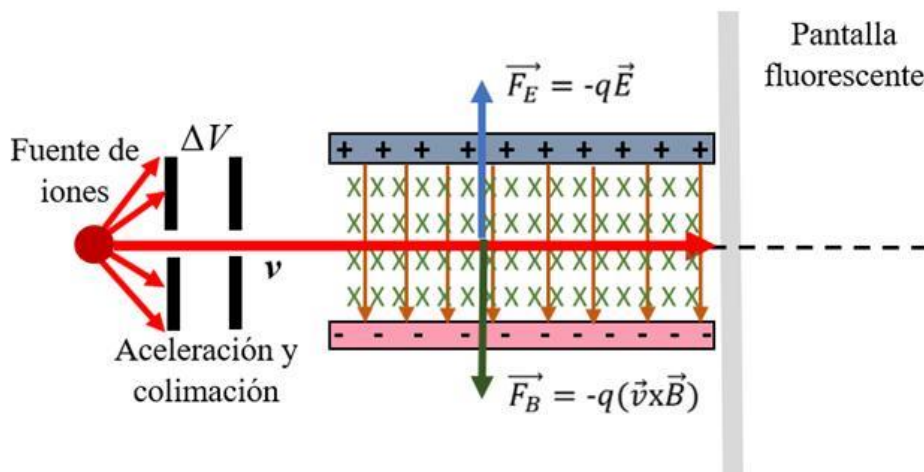


Figura 1.4. Diagrama (muy) esquemático del dispositivo experimental empleado para determinar la relación carga/masa (q/m) de las partículas que forman los rayos catódicos (corpúsculos, según los denominó Thomson).

Thomson avanzó aún más y pudo determinar la relación carga-masa (q/m) de los corpúsculos que había observado [Morrow]. En su experimento, efectuado en 1897 en el laboratorio Cavendish en Cambridge, Inglaterra, usó un dispositivo similar al que presentamos en la figura 1.3, pero ahora, además de un campo eléctrico \vec{E} se incluye un campo magnético \vec{B} (generado mediante espiras por las cuales circula una corriente i). Los corpúsculos emitidos por la fuente de iones (un cátodo a alta temperatura) son colimados para formar un haz estrecho y acelerados por una diferencia de potencial ΔV . La rapidez v de los electrones queda determinada por el potencial de aceleración ΔV . En efecto, por conservación de la energía:

$$\frac{1}{2}mv^2 = q\Delta V \quad (6)$$

$$v = \sqrt{2\frac{q}{m}\Delta V}, \quad (7)$$

donde se ha supuesto que la velocidad con la que los corpúsculos ingresan a la región del potencial acelerador es mucho menor que la velocidad de salida v , con lo cual podemos despreciarla. Al ingresar a la región donde existen los campos \vec{B} y \vec{E} el corpúsculo experimenta una fuerza eléctrica hacia arriba y una fuerza magnética hacia abajo (figura 1.4):

$$\sum F_Y = F_E - F_B = q \cdot E - q \cdot v \cdot B \quad (8)$$

E , B y v son las intensidades de los campos eléctrico y magnético y la rapidez del corpúsculo, respectivamente. Mediante el potencial acelerador ΔV podemos elegir v de forma tal que la sumatoria de fuerzas sea cero. Igualando (8) a cero esta velocidad es:

$$v = \frac{E}{B} \quad (9)$$

Los corpúsculos con esta velocidad viajarán entonces en línea recta. A partir de (7) y (9):

$$\frac{E}{B} = \sqrt{2\frac{q}{m}\Delta V} \quad (10)$$

de donde:

$$\frac{q}{m} = \frac{E^2}{2\Delta VB^2}. \quad (11)$$

Entonces, simplemente ajustando ΔV para unos dados valores de E y B se obtiene un haz de corpúsculos que sigue una trayectoria recta mientras atraviesa la región donde están presentes los campos eléctrico y magnético, permitiendo así determinar la relación q/m de los corpúsculos. El valor obtenido por Thomson y publicado el 30 de abril de 1897 fue $1,7 \times 10^{11}$ C/kg [Thomson]. El valor más preciso disponible en la actualidad es $1,75882012(15) \times 10^{11}$ C/kg (entre paréntesis,

el error de la determinación, que corresponde a las últimas dos cifras reportadas). La diferencia relativa entre el valor obtenido por Thomson y el actual es de 3,45%. Esta relación carga/masa es además negativa y mucho más pequeña que la del ion H^+ del hidrógeno. De estos estudios también se obtenía que la rapidez de los electrones en el haz era cerca de un décimo de la rapidez de la luz, mucho mayor que cualquier otra rapidez que se hubiera medido antes para una partícula material.

Notemos dos cosas del experimento de Thomson: la capacidad de los científicos de ese entonces para diseñar experimentos, construir el equipo, llevar a cabo las medidas y obtener resultados en muy buen acuerdo con experimentos actuales que emplean una tecnología mucho más desarrollada (y costosa). La segunda, cómo los conceptos básicos, los aprendidos en los cursos iniciales, están en la base de grandes avances de la Física.

Un aspecto muy importante de estas mediciones es que el valor de q/m obtenido es único, no depende del material del cátodo emisor, del gas contenido en la ampolla ni de ninguna otra variable. Esto demostró que las partículas en el haz son un constituyente común de toda la materia. Para Thomson resultaba claro que las mismas debían estar contenidas en los átomos. Como normalmente se observaba que los átomos son neutros resultaba evidente que los átomos debían contener una carga positiva de igual magnitud que la negativa. Dado que otros experimentos (como ya veremos) sugerían que la masa asociada a los corpúsculos era una mínima fracción de la masa atómica, Thomson sugirió entonces que la carga positiva del átomo debía estar asociada a la mayor parte de la masa atómica y que esta ocupaba casi todo el volumen del átomo. En el modelo atómico de Thomson en esta masa estaban insertados los corpúsculos, como si fueran pasas en un budín, y por eso el modelo de Thomson para el átomo recibe este nombre: *budín de pasas*. En este “budín” los corpúsculos podían vibrar alrededor de sus posiciones de equilibrio y por lo tanto emitir radiaciones electromagnéticas o ser eyectados por medio de una colisión suficientemente violenta o agitación térmica. Una representación esquemática del modelo del átomo de Thomson se presenta en la Figura 1.5. El nombre “electrón” para los corpúsculos descubiertos y caracterizados por Thomson fue propuesto posteriormente por el físico irlandés George Francis FitzGerald (la palabra electrón proviene del griego, y significa ámbar). Así, a Thomson se le da el crédito por descubrir la primera partícula subatómica: el electrón. Por estos trabajos, Thomson recibió el Premio Nobel de Física en 1906. Es decir, a poco de recibir su partida de nacimiento, el átomo ya había dejado de ser indivisible, cayendo así uno de los postulados de Dalton.

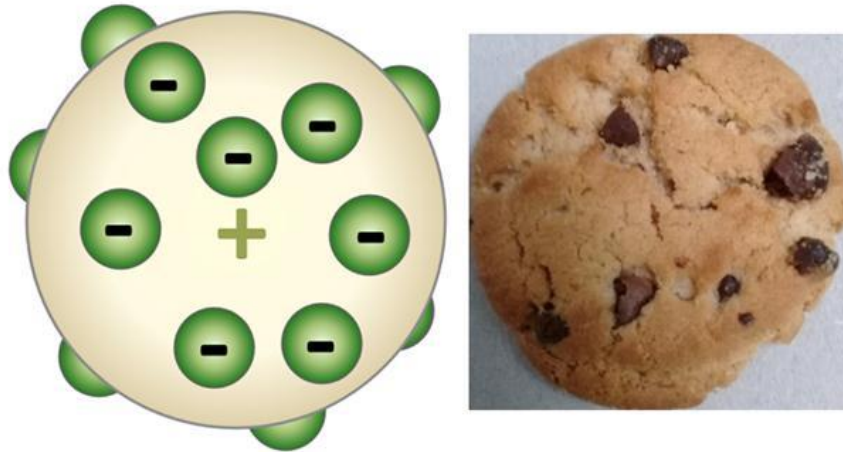


Figura 1.5. Modelo atómico de Thomson (modelo del budín con pasas). El átomo es una esfera de carga positiva (esfera clara) con las cargas negativas (electrones, en color verde) incrustadas.

El modelo de Thomson fue considerado inviable por el físico japonés Hantaro Nagaoka inmediatamente después de ser publicado, ya que según Nagaoka las cargas opuestas eran impenetrables. En el mismo año que Thomson (1904), Nagaoka proponía su modelo atómico inspirado en los anillos de Saturno (modelo saturniano del átomo). Este modelo proponía que el átomo estaba constituido por una gran esfera de carga positiva rodeada, al igual que Saturno, por anillos formados por electrones que orbitan en torno a la carga positiva. Como veremos, este modelo se adelantó en unos años al tipo de estructura atómica que propondrían Rutherford y Bohr en 1911 y 1913, respectivamente. El Modelo de Nagaoka proponía que el átomo estaba compuesto por un núcleo muy masivo (en analogía al sol en el sistema planetario) cargado positivamente con electrones girando alrededor de éste (como los planetas alrededor del Sol), “atados” a esa órbita por las fuerzas electroestáticas (en analogía a los anillos girando alrededor de Saturno, ligados a éste por su fuerza gravitatoria).

Adelantándonos a lo que veremos en breve, ambas hipótesis del modelo fueron confirmadas por los experimentos de Rutherford, Geiger y Marsden de 1909. Sin embargo, otros detalles eran incorrectos. En particular, si los electrones fueran anillos de materia eléctricamente cargados, se repelerían entre sí, haciendo el modelo inestable, lo que no pasa con los anillos de Saturno ya que no están cargados. Además, según las leyes del electromagnetismo, una partícula acelerada emite radiación electromagnética. Por lo tanto, los electrones del anillo al describir una órbita circular deberían emitir radiación electromagnética, perdiendo así energía y haciendo aún más inestables a los anillos. El propio Nagaoka descartó el modelo saturniano del átomo en 1908.

El experimento de Thomson permitía determinar el valor de la relación q/m del electrón, pero no q o m en forma separada. El paso siguiente fue dado por Robert Millikan, quien entre 1909 y 1913 desarrolló una serie de experimentos a partir de los cuales se proponía medir la carga del electrón, demostrando así la naturaleza discreta de la carga eléctrica [Millikan, Morrow]. El dispositivo utilizado constaba de dos láminas metálicas paralelas cargadas, o sea, un capacitor. Por un pequeño agujero en la placa superior se introducían en el espacio entre placas pequeñas gotas de aceite cargadas. Un haz de luz horizontal iluminaba las gotas, que eran observadas mediante un lente tipo catalejo. El brillo de las gotitas contra el fondo oscuro permitía determinar su movimiento. En la Figura 1.6 se muestra esquemáticamente el dispositivo empleado.

Cuando el circuito está abierto, las placas del capacitor están descargadas y no hay campo entre las placas. En esta situación, las fuerzas que actúan sobre la gota son el peso aparente W (peso menos el empuje del aire) y la fuerza viscosa que se genera por el roce entre la gota (que suponemos esférica) y el aire. Esta fuerza viscosa viene dada por la Ley de Stokes, $F_r=6\pi.R.\eta.v(t)$ (R es el radio de la gota, η la viscosidad del aire y $v(t)$ la velocidad instantánea de caída de la gota). F_r actúa en dirección contraria a la del movimiento (figura 1.6). Como F_r depende de la velocidad de la gota, a medida que ésta cae, se acelera y F_r crece hasta que $W=F_r$ y por lo tanto, desde ese momento, la gota cae con una velocidad constante v_1 . Cuando se cierra el circuito se carga el capacitor y entre las placas se establece un campo eléctrico $E=\Delta V/d$, siendo d la separación entre placas y ΔV la diferencia de potencial entre las mismas. En esta situación, sobre cada gota actúa la fuerza eléctrica ($F_e=q.E$), el peso aparente W y la fuerza de fricción. Si ΔV se ajusta de forma tal que la gota se mueva hacia arriba, podemos encontrar una situación en la cual $F_e-W=F_r$ (ver figura 1.6) y entonces la gota se eleva a una velocidad constante v_2 . A partir del cálculo del peso aparente W y planteando la segunda Ley de Newton para cada una de las dos situaciones podemos encontrar (una deducción completa se puede encontrar en [López Dávalos]):

$$q = \frac{W}{E} \left(1 + \frac{v_2}{v_1} \right) \quad (12)$$

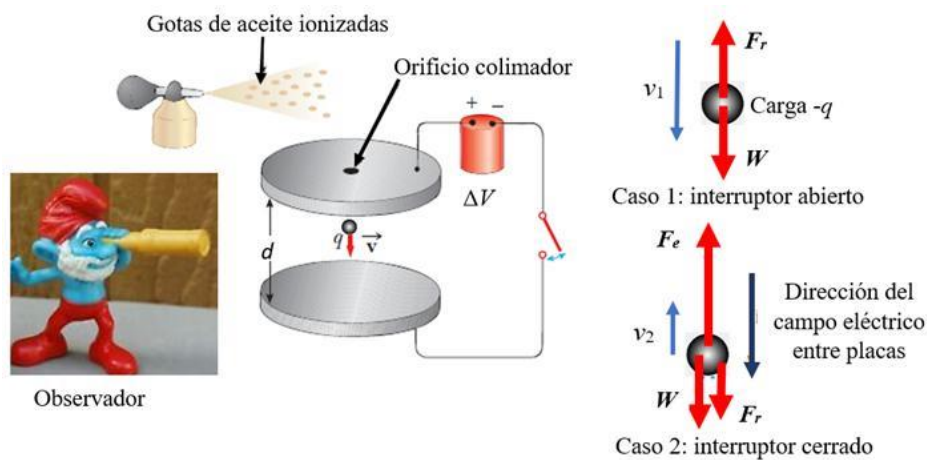


Figura 1.6. Esquema del experimento de Millikan para determinar la carga del electrón.

El resultado que obtuvo Millikan es que la carga eléctrica no es una magnitud continua. El valor de la mínima carga, la carga del electrón, obtenido fue $q = -1,592 \times 10^{-19}$ C. A partir de ahora, denominaremos e a la carga del electrón. El valor actual reportado es $-1,602176565(35) \times 10^{-19}$ C [Mohr]. Este valor, junto con el valor de e/m obtenido por Thomson 15 años antes permite determinar la masa del electrón. El valor más preciso reportado para la masa del electrón es $m=9,10938291(16) \times 10^{-31}$ kg, o $0,000548579909067(17)$ u [Sturm]. Por estos estudios a Millikan le fue otorgado el Premio Nobel de Física de 1923.

Hacia 1910 la visión del átomo estaba en el siguiente estado: Thomson había descubierto el electrón y medido su relación carga-masa (e/m). Millikan había terminado sus primeras mediciones de la carga del electrón e . Éstos y otros experimentos indicaban que casi toda la

masa de un átomo debería estar asociada con la carga positiva y no con los electrones. También se sabía que el radio de los átomos era del orden de 10^{-10} m, y que todos los átomos, excepto el hidrógeno, contenían más de un electrón. Lo que no se sabía era cómo se distribuían la masa y la carga dentro del átomo. Thomson había propuesto su modelo del budín de pasas según el cual el átomo consistía en una esfera con carga positiva, del orden de 10^{-10} m de diámetro, con los electrones incluidos en ella y Nagaoka había propuesto y desechado su modelo saturnino. Había que comenzar a observar el interior del átomo para poner a prueba estos modelos y determinar la distribución de masa en el mismo. Los primeros experimentos cuyo objeto era sondear la estructura interior del átomo fueron los desarrollados por Ernest Rutherford entre 1910 y 1911 junto a dos de sus alumnos Hans Geiger y Ernest Marsden, en la Universidad de Manchester, Inglaterra. Pero antes de describir estos experimentos veremos dos descubrimientos (realizados unos años antes) que le permitieron a Rutherford estudiar el interior del átomo, descartar el modelo de Thomson y empezar a descubrir que se necesitaba una Física nueva para describirlo.

El descubrimiento de los rayos X

Uno de los científicos que a fines del siglo XIX estudiaba los procesos de descargas eléctricas en gases a baja presión era William Roentgen. El 8 de noviembre de 1895, en su laboratorio en Würzburg observó que al hacer funcionar un tubo de rayos catódicos recubierto de papel oscuro se producía una fluorescencia en una pantalla de cianuro de bario y platino situada a una cierta distancia de tubo [Roentgen, Babic]. Esta fluorescencia se asoció a un nuevo tipo de radiación y, dado que inicialmente se desconocía su naturaleza, se la denominó rayos X. Pronto se llegó a la conclusión que estos rayos X se producían al chocar los rayos catódicos con las paredes del tubo. Estudios posteriores demostraron que al colocar materiales de diferente espesor la intensidad de la fluorescencia disminuía, pero no desaparecía completamente. Esto era una clara demostración que los rayos descubiertos por Roentgen tenían un alto poder de penetración en la materia, por lo que no podían estar constituidos por partículas. También se encontró que podían velar una placa fotográfica, ionizar un gas, se propagaban en línea recta y no eran desviados por campos eléctricos o magnéticos. Muy rápidamente las investigaciones dieron lugar a evidencia sobre la naturaleza de los rayos X: eran una forma de radiación electromagnética con longitud de onda (λ) en el rango 0.001-1.0 nm. Roentgen intentó sin éxito reflejarlos y refractarlos y en 1912 von Laue sugirió que debería ser posible obtener figuras de difracción al hacer pasar un haz de rayos X por una red cristalina, ya que la separación entre átomos de estos sistemas es del orden de λ . Este efecto fue observado y es la base de la técnica de difracción de rayos X, de amplio uso en la caracterización de materiales aún en nuestros días. Estos resultados de von Laue, junto con otros experimentos de polarización de rayos X, permitió establecer que los rayos X eran ondas transversales tal como las de la luz, difiriendo sólo en la longitud de onda.

En los experimentos de Roentgen los rayos X se producían al chocar los rayos catódicos (que sabemos, luego de los experimentos de Thomson, están constituidos por electrones) contra las

paredes del tubo. Muy rápidamente se comenzó a mejorar el diseño de los tubos generadores de rayos X y a estudiar cuales eran los materiales más adecuados contra los cuales hacer incidir los electrones para mejorar y optimizar la eficiencia de los generadores. En la actualidad, el esquema básico de los mismos se muestra en la figura 1.7. Como se puede observar, un tubo de rayos X consta de cuatro componentes básicos: el ánodo, el cátodo, una fuente que genera una diferencia de potencial ΔV y una fuente de energía. Todo el conjunto se coloca en una ampolla al vacío.

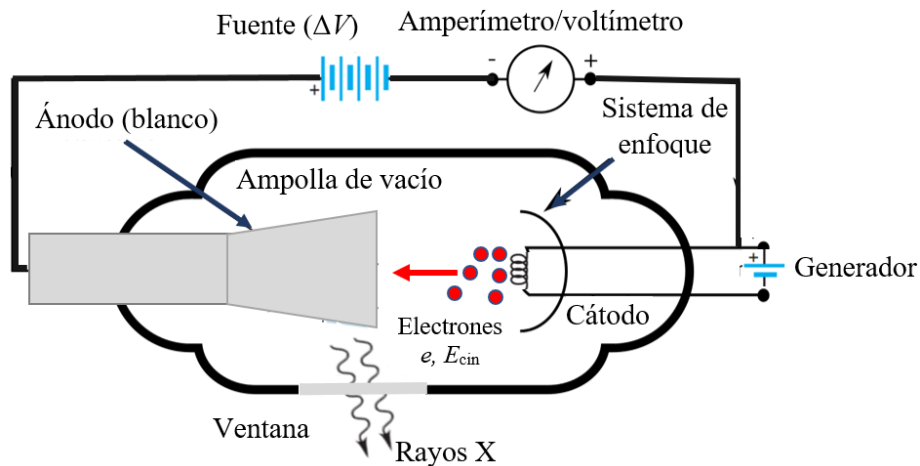


Figura 1.7: Esquema de un tubo de rayos X.

El funcionamiento básico es sencillo: el cátodo, en general un filamento metálico, es calentado por una corriente eléctrica producida por el generador. El efecto térmico lleva a la emisión de electrones del filamento (emisión termoiónica). Para producir esta emisión el filamento debe alcanzar temperaturas muy elevadas, por lo cual se debe escoger un elemento capaz de soportarlas sin fundirse. En general, el filamento suele ser de wolframio. La cantidad de electrones emitidos depende de la temperatura del filamento y, por ende, de la corriente que circula por el mismo.

Los electrones expulsados del cátodo son acelerados hacia el ánodo (el blanco) mediante la diferencia de potencial ΔV , alcanzando su velocidad máxima al llegar a éste. La energía cinética de los electrones viene dada por la diferencia de potencial aplicada entre ánodo y cátodo: $(1/2)mv^2 = e\Delta V$. Para una diferencia de potencial de 100 kV, los electrones adquieren una energía máxima de 100 keV.

El ánodo se encuentra generalmente formado por una pieza de cobre con un blanco de tungsteno o molibdeno. El blanco debe ser altamente refractario pues debe conservar sus propiedades a altas temperaturas. Se lo adhiere a un material como el Cu para que éste funcione como disipador de calor. Como veremos más adelante, el material que forma el ánodo se elige en función de las características de la radiación que se quiere obtener. El conjunto ánodo-cátodo se mantiene en vacío (presión residual 10^{-7} atm o menos), para que los electrones puedan ir del cátodo al ánodo sin chocar con moléculas de aire y separarse del haz.

Los rayos X se producen cuando los electrones se desaceleran bruscamente contra el ánodo. Esto puede explicarse con las Leyes de Maxwell: cargas aceleradas (o desaceleradas en este caso) emiten radiación electromagnética. Por esto, es lógico que los rayos X sean ondas

electromagnéticas. En la figura 1.8 se muestra un espectro típico de rayos X obtenidos con un blanco de Wolframio y $\Delta V = 35$ kV. Es claro que el mismo presenta dos componentes: un espectro continuo y picos estrechos montados sobre el continuo. Rápidamente resultó evidente que estas dos componentes esencialmente distintas del espectro producido por un mismo ánodo debían tener orígenes diferentes. El espectro continuo tiene su origen en electrones que son frenados o detenidos por el ánodo y parte o toda su energía cinética se convierte en forma directa en un espectro continuo de fotones, incluyendo los rayos X. Este proceso se puede explicar mediante la teoría clásica del electromagnetismo (como ya mencionamos) y recibe el nombre de “*bremstrahlung*” (palabra alemana para “radiación de frenado”) [Leo]. Sin embargo, hubo una característica que llamó la atención, la existencia de una longitud de onda mínima (λ_{min}) en el espectro. La física clásica era incapaz de explicar por qué los rayos X que se emiten en el proceso de *bremstrahlung* tienen esta λ_{min} .

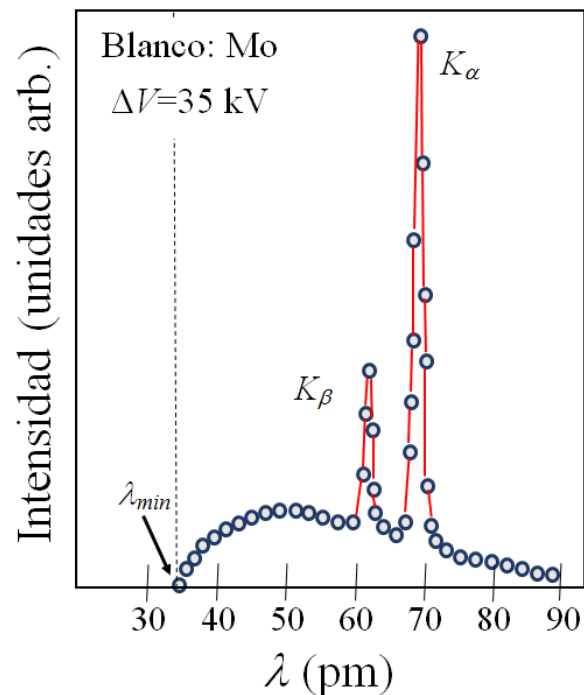


Figura 1.8. Espectro de rayos X producidos con un voltaje de aceleración de 35 kV y un blanco de molibdeno. Los dos picos agudos son característicos del molibdeno.

El espectro discreto resultó más difícil de interpretar en su momento. Los picos que aparecen en el espectro de rayos X en frecuencias (o longitudes de onda) características que sí dependen del material del blanco, lo que se conoce como *espectro característico de rayos X de cada elemento*. En 1913 el científico inglés H. G. J. Moseley estudió esos espectros con detalle mediante difracción de rayos X para el caso de diferentes elementos. Encontró que en muchos casos se observaban dos series de picos, una de longitud de onda corta, la denominada serie *K* (“*Kurse*”) y otra de longitud de onda relativamente larga conocida como *L* (“*Lange*”) [Moseley], serie que se observa para elementos con *Z* mayor a 23.

Moseley encontró que la longitud de onda de cada línea espectral varía uniformemente con el número atómico *Z* del elemento [Moseley]. Estos resultados son muy diferentes al obtenido en

el caso de los espectros ópticos, donde los elementos con valores de Z similares tienen espectros que no tienen ningún parecido entre sí. Además, la energía asociada a las ondas electromagnéticas en el rango del visible es de unos pocos eV, mientras que la energía asociada a los rayos X está en el rango de aproximadamente 1-150 keV. Moseley encontró que las energías de los fotones X emitidos se relacionan con Z mediante una fórmula sencilla hoy conocida como ley de Moseley [Moseley]:

$$E = h\nu = a \cdot (Z - b)^2 \quad (13)$$

donde a y b son constantes que dependen de la serie considerada. Esta ley no sólo permite predecir la posición de los picos discretos del espectro característico de rayos X de cada elemento. También es una justificación cuantitativa del concepto de número atómico. Podremos hacer una justificación teórica de la Ley de Moseley cuando discutamos el modelo de Bohr sobre la estructura atómica, publicados en el año 1913. Bohr y Moseley tuvieron la oportunidad de establecer conversaciones científicas a partir de 1912, ya que ambos trabajaban bajo la dirección de Rutherford en su laboratorio de Manchester. Así, Moseley pudo conocer detalles de los trabajos de Bohr referidos a la estructura electrónica del átomo de hidrógeno aún antes de su publicación, obteniendo así las ideas básicas que lo condujeron al desarrollo de su trabajo experimental.

Un pequeño homenaje a Moseley

Entre los grandes científicos que aportaron al entendimiento de la estructura atómica, Henry Moseley es quizás uno de los que menos se conoce. Moseley nació el 23 de noviembre de 1887 y tras graduarse en Física en la Universidad de Oxford se incorporó en 1909 al laboratorio de Ernst Rutherford en la Universidad de Manchester para trabajar como investigador. Allí se dedicó a estudiar la naturaleza de los rayos X y su relación con la estructura atómica. En sus tan sólo 40 meses de investigación científica, Moseley publicó ocho trabajos, algunos de los cuales dieron lugar a grandes avances en los campos de la Física y la Química. Su mayor contribución a la ciencia la ley que lleva su nombre, que acabamos de ver, y con la cual logró la justificación cuantitativa del concepto de número atómico, que hasta ese momento no era más que el sitio que ocupaba un elemento en la tabla periódica de Mendeleiev y estaba relacionado cuantitativamente con las propiedades de los elementos y sus masas atómicas. Sus trabajos dieron además un fuerte apoyo al modelo atómico de Bohr, como veremos en breve.

Al comenzar la Primera Guerra Mundial Moseley se alistó voluntario en el ejército. Murió por un disparo en la cabeza de un francotirador el 10 de agosto de 1915 en la campaña de Galipoli, mientras telegrafaba órdenes. La muerte de Moseley causó un gran impacto no sólo a Rutherford, quién publicó varios artículos sobre su lamentable pérdida (incluido uno en la revista *Nature* en septiembre de 1915 [Rutherford 1915]), sino en toda la sociedad británica [Polo]. Tras su muerte, los titulares de los periódicos señalaban “*sacrificio de un genio*” y “*demasiado valioso*”

para morir". Tal fue el impacto que causó su desaparición, que se ha especulado que fue su muerte la que hizo que el gobierno británico tomara la decisión de no enviar al frente en época de guerra a sus científicos e ingenieros, con la idea de que podrían servir mejor a su país en la retaguardia.

Nueve de los discípulos de Rutherford fueron galardonados con el Premio Nobel y es muy probable que Moseley también lo hubiera recibido (según Rutherford, Moseley era su alumno más brillante y muchos de los colegas de Moseley, familiarizados con su trabajo, afirmaban que era un científico excepcional). De hecho, estaba nominado para ese año de 1915 (el Nobel se entrega sólo en vida).

Invitados sorpresa. Los rayos α , β y γ

Un año después del descubrimiento de Roentgen, la Academia Francesa encargó a Antoine Henri Becquerel que investigara los desconocidos Rayos X. Becquerel empezó a trabajar con la teoría que los minerales eran capaces de emitir luz fluorescente o fosforescente. La fluorescencia y la fosforescencia es la propiedad de un cristal de absorber radiación y volver a emitirla posteriormente. Un material fluorescente reemite la radiación en un tiempo menor a 10^{-8} s luego de la absorción de la radiación incidente. En el caso de un material fosforescente la emisión se produce en un tiempo mayor a 10^{-8} s luego de la absorción (este tiempo puede llegar a ser de horas). La pregunta que se formulaba Becquerel era: cuando un cuerpo emite radiación fluorescente en la región visible, ¿emite también rayos X?

Para sus estudios escogió cristales de sales de uranio (sulfato doble de uranio y potasio) por sus propiedades fluorescentes. Como Becquerel creía que la radiación es el resultado de la iluminación exterior, el 1 de marzo de 1896 colocó uno de estos cristales sobre una placa fotográfica envuelta en papel negro (para que no la velara la luz solar) y puso el conjunto placa fotográfica + sal de uranio encima de la ventana. Luego de unas cuantas horas de exposición a la luz del sol, reveló la placa fotográfica y observó claramente una mancha oscura debajo del sitio en que había sido colocado el cristal de la sal de uranio. Repitió el experimento varias veces y siempre apareció la mancha oscura, aunque puso más papel negro envolviendo la placa fotográfica. Inicialmente, pensó en esto como una confirmación de su teoría. En palabras de Becquerel [Becquerel].

Envolví una placa fotográfica con dos hojas de papel negro grueso, tan grueso que la placa no se veló por la exposición al sol durante todo un día. Puse en el papel una costra de la sustancia fosforescente, y expuse todo al sol durante varias horas. Cuando revelé la placa fotográfica vi la silueta de la sustancia fosforescente en negro sobre el negativo. Si colocaba entre la sustancia fosforescente y el papel una moneda o una pantalla metálica perforada, la imagen de estos objetos aparecía en el negativo. El mismo experimento se puede intentar con una fina lámina de vidrio colocada entre la sustancia fosforescente y el papel, lo que excluye la posibilidad de una acción química resultante de los vapores que podrían emanar de la sustancia cuando se calientan con los rayos del sol. Por lo tanto, podemos concluir de estos

experimentos que la sustancia fosforescente en cuestión emite radiaciones que atraviesan el papel que es opaco a la luz. (Becquerel, 1896, p. 501)

Es interesante notar que lo que *no dice* Becquerel. Tuvo cuidado de concluir a partir de su experimento que el material fosforescente sólo emitía “radiaciones penetrantes”, sin afirmar que se emitieran rayos X como parte de la fosforescencia, ya que no lo había verificado completamente, aunque las radiaciones atravesaran el papel negro como lo hacían los rayos X. Tampoco afirmó que hubiese una relación con la fosforescencia (aunque sospechase que existía). Pero, antes que pudiese investigar estas posibilidades en profundidad, ocurrió algo. El experimento se desarrolló en febrero, en París, época en la cual es muy común el mal tiempo y cielos nublados. Cuando se nubló, ante la falta de radiación solar no podía continuar con sus experimentos, así que decidió guardar el cristal de sal de uranio y la placa fotográfica envuelta en un cajón. Días más tarde recuperó los materiales para continuar sus estudios. Becquerel esperaba que la placa apareciera con una ligera mancha oscura originada por la fosforescencia que podía emitir el cristal de la sal de uranio luego de la iluminación solar. Para su sorpresa, Becquerel se encontró que la imagen impresa era tan intensa como en el experimento original con la radiación solar. Nuevamente, en palabras de Becquerel [Becquerel]:

[...] entre los experimentos anteriores, algunos se habían preparado el miércoles 26 y el jueves 27 de febrero; y como en esos días el sol sólo se mostraba de manera intermitente, mantuve mis preparaciones listas y las guardé en la oscuridad en el cajón de la caja, y dejé en su lugar las costras de sal de uranio. Como el sol no se volvió a mostrar durante varios días, revelé las placas fotográficas el 1 de marzo, esperando encontrar unas imágenes muy débiles. Por el contrario, las siluetas aparecieron con gran intensidad. De inmediato pensé que la acción podría continuar en la oscuridad. (Becquerel, 1896, p. 501)

Este hecho llevó a Becquerel a concluir (correctamente) que el origen de la mancha oscura no tenía nada que ver con la luz solar. La radiación que aparecía en la placa fotográfica debía provenir de la sal de uranio, incluso en la oscuridad. La radioactividad había sido descubierta.

De no haberse nublado, o no haber guardado juntos en un mismo cajón las placas fotográficas y la sal de uranio Becquerel quizás no hubiera llegado a la conclusión correcta. Se podría decir que su descubrimiento fue una casualidad. En realidad, lo que se trató de lo que se conoce como serendipia [Serendipia]. Una serendipia es un descubrimiento o un hallazgo afortunado e inesperado que se produce cuando se está buscando otra cosa distinta, pero también refiere a la habilidad para reconocer que se ha hecho un descubrimiento importante, aunque no tenga relación con lo que buscaba.

En experimentos posteriores hizo ensayos con el mineral en caliente, en frío, pulverizado, disuelto en ácidos y la intensidad de radiación era siempre la misma. Por tanto, esta emisión no dependía de la forma física o química en la que se encontraban el material emisor, sino que era una propiedad que radicaba en el interior del mismo, del propio átomo. Becquerel también encontró que podía observar la radiación colocando la fuente cerca de un electroscopio, un

sencillo instrumento que responde a una carga electrostática inducida. La radiación descubierta por Becquerel cargaba el metal conductor en el electroscopio, lo que significaba que estaba generando iones en el aire que atravesaba. Pese a todo nunca reconoció la trascendencia de su descubrimiento y siguió apegado a la convicción de que lo que había observado era una nueva e inusual forma de fosforescencia que surgía, por así decir, de la emisión de energía (tras ser “almacenada” en el material) en forma de luz visible. En honor a su descubridor esta radiación se denominó en un principio *rayos Becquerel*. Por sus descubrimientos, Becquerel fue galardonado con el premio Nobel de Física en 1903 [Becquerel Nobel].

Rápidamente se descubrió que el torio también emitía una radiación similar. Dos años más tarde, en 1898, se observó que minerales que contenían uranio y torio emitían una radiación aún más intensa que el uranio y el torio separadamente. Esto llevó a Marie y Pierre Curie a aislar dos nuevos elementos: el polonio y el radio, que resultaron ser un millón de veces más radioactivos que el uranio.

Muy poco después, Becquerel demostró que, contra el supuesto inicial, la radiación que velaba la placa no consistía en rayos X. Rutherford investigó el poder de penetración de las radiaciones del uranio, comprobando la existencia de dos tipos de radiación, una que era fácilmente absorbida por la materia, a la cual denominó rayos α (alfa) y otra más penetrante que llamó rayos β (beta) [Rutherford radiación]. Sabemos ahora que la radiación que impresionaba la placa fotográfica en el experimento de Becquerel era de este último tipo. En 1900 Paul Villard descubrió la existencia de un tercer tipo de radiación [Villard], mucho más penetrante que la β y que se denominó radiación γ (gamma) [Rutherford 1903].

Utilizando campos eléctricos, magnéticos y dispositivos como los empleados para determinar la relación e/m del electrón, Becquerel pudo determinar que el valor de q/m para los rayos β tenía un valor muy similar al que se conocía para los electrones. Determinaciones más precisas confirmaron luego esta identificación de los rayos β como electrones. En el caso de las partículas α , Rutherford y Geiger pudieron determinar el valor de su carga, que resultó ser (en módulo) igual a dos veces la carga del electrón, pero positiva y la masa de las partículas α , cuatro veces la masa del hidrógeno. Esto los llevó a identificar a las partículas α como átomos de helio doblemente ionizados (en el lenguaje actual, núcleos de He). Esto fue posteriormente confirmado por Rutherford y Royds (1909) utilizando métodos espectroscópicos [Rutherford 1909]. En cuanto a los rayos γ , inicialmente se pensó que eran partículas con masa, como los rayos α y β . Rutherford creía que podrían ser partículas β extremadamente rápidas, pero la imposibilidad de desviarlos mediante un campo magnético indicaba que no tenían carga. En 1913, se observó que los rayos γ se reflejaban en las superficies de un cristal, demostrando que eran radiación electromagnética [Rutherford 1913]. Rutherford y Edward Andrade midieron las longitudes de onda de los rayos γ emitidos por el radio y encontraron que eran menores a la de los rayos X (del orden de décimas de Å, lo que corresponde a energías algo por debajo de MeV) [Rutherford 1913b, Rutherford 1914]. En consecuencia, estos rayos son mucho más penetrantes que los rayos X. El decaimiento γ fue entonces entendido como la emisión de un fotón γ .

En colaboración con Frederick Soddy, Rutherford llegó en 1902 a la conclusión que estos procesos de emisión, denominados *procesos radioactivos*, vienen acompañados de una desintegración, una trasmutación, de los elementos [Rutherford 1902]. Este descubrimiento

provocó un gran revuelo entre los químicos, muy convencidos del principio de indestructibilidad de la materia. Incluso Pierre Curie tardó dos años en admitir esta idea, a pesar de que ya había constatado con Marie Skłodowska-Curie que la radioactividad ocasionaba una pérdida de masa en las muestras. Pierre Curie opinaba que perdían peso sin cambiar de naturaleza. Sin embargo, los resultados de Rutherford no dejaban margen a la duda.

Las investigaciones de Rutherford tuvieron en 1903 el reconocimiento de la Royal Society, que le otorgó la Medalla Rumford en 1904. Resumió el resultado de sus investigaciones en un libro titulado *Radiactividad* en 1904, en el que explicaba que la radiactividad no estaba influida por las condiciones externas de presión y temperatura, ni por las reacciones químicas, pero que comportaba una emisión de calor superior al de una reacción química. Junto a Frederick Soddy, calculó que esta energía era entre 20.000 y 100.000 veces superior a la producida por una reacción química. Lanzó también la hipótesis de que tal energía podría explicar la energía desprendida por el Sol. Explicaba también que en el proceso se producían nuevos elementos con características químicas distintas, mientras desaparecían los elementos radioactivos originales. En 1908 recibió el premio Nobel de Química por sus trabajos. Esto le provocó, sin embargo, un cierto disgusto, pues él se consideraba fundamentalmente un físico. Una de sus citas más famosas es *la ciencia, o es Física, o es filatelia*, con lo que sin duda situaba la Física por encima de todas las demás ciencias. En el discurso en el banquete posterior a la entrega del premio afirmó en forma jocosa *“He tratado con muchas y diferentes transformaciones con diversos periodos de tiempo, pero la más rápida que he encontrado es mi propia transformación de físico a químico”*. La lista completa de las publicaciones de Rutherford se puede encontrar en https://de.wikipedia.org/wiki/Ernest_Rutherford/Schriften.

Por lo tanto, el descubrimiento de la radioactividad y los procesos radioactivos llevo a la caída de otro postulado de las teorías atómicas de Demócrito y Dalton: los átomos no son eternos ni inmutables.

Materia, átomos, radiación y fotones

Para finales del siglo XIX Maxwell, Hertz y otros habían establecido con certeza que la luz es una onda electromagnética. Fenómenos como la interferencia, la difracción y la polarización confirmaban la naturaleza ondulatoria de la luz. Sin embargo, cuando examinamos con más atención los procesos de emisión y absorción (entre otros) de la radiación electromagnética, encontramos que las ideas de la Física Clásica, que tanto éxito habían tenido hasta ese momento, no eran capaces de describir estos fenómenos y que era necesario introducir nuevas ideas y conceptos. Como ejemplo, citemos el problema de la generación de la luz, la región visible del espectro electromagnético. En 1887, luego de mucho trabajo y varios experimentos fallidos, Heinrich Hertz logró generar y detectar ondas electromagnéticas mediante las oscilaciones de un circuito resonante. La frecuencia de las ondas que detectó era del orden de 10^8 Hz y su velocidad de propagación igual a la velocidad de la luz en el vacío. Pero la luz visible tiene una frecuencia media del orden de 10^{15} Hz, mucho mayor que cualquier frecuencia que pueda alcanzarse con circuitos eléctricos convencionales. Basados en este resultado, al final del

siglo XIX algunos físicos especulaban que las ondas en el rango de frecuencias visibles podrían tener su origen en cargas eléctricas oscilantes dentro de átomos individuales (tal como postulaba Thomson en su modelo del budín de pasas, los electrones incrustados en la masa de carga positiva podían vibrar alrededor de sus posiciones de equilibrio y emitir así radiación electromagnética). Sin embargo, los modelos de ese entonces, basados en la Física Clásica, no reproducían ni explicaban resultados experimentales claves. Así, entre los grandes desafíos que enfrentaban los físicos en 1900 estaba el explicar los espectros de líneas de absorción y emisión, el efecto fotoeléctrico y la naturaleza de los rayos X. Veremos entonces como entender, en el marco de una nueva física, estos fenómenos. Comencemos por la *radiación del cuerpo negro* [Arias, Kuhn, Young, Serway].

Ya desde la antigüedad se había observado en la vida cotidiana que los cuerpos calientes emitían luz de diferente color según su temperatura. Tal es así esto que alfareros y artesanos contaban con una guía que determinaba las diferentes tonalidades que se obtenían al calentar los materiales:

- ~ 480 C: rojo débil
- ~ 580 C: rojo oscuro.
- ~ 730 C: rojo brillante.
- ~ 930 C: naranja brillante.
- ~ 1.100 C: amarillo pálido.
- ~ 1.300 C: blanco-amarillo.
- ~ 1.500 C: blanco.

Para el siglo XIX se conocía que todos los cuerpos emiten o absorben radiación electromagnética en función de su temperatura. En el caso de los sólidos el espectro de radiación electromagnética es un continuo de longitudes de onda que depende de la temperatura del emisor [Arias, Kuhn, Young, Serway]. Un ejemplo de estos espectros se muestra la figura 1.9. Los cuerpos que se encuentran a baja temperatura no emiten en la región visible del espectro, sino en longitudes más largas. Por ejemplo, nuestro cuerpo y el de los animales emiten radiación que no detectamos con el ojo, pero que podemos percibir como el calor que emite el organismo. A medida que la temperatura del emisor se incrementa, la radiación emitida se hace visible. A finales del siglo XIX, con el auge de la astrofísica y el desarrollo del alumbrado público el interés por encontrar la base científica de esta relación temperatura-emisión se incrementó.

Retrocedamos unos años. En el año 1800 William Herschel diseñó un experimento que le permitió observar que había una radiación más allá de la región del rojo, descubriendo así los rayos infrarrojos. Esta fue la primera vez que se detectaba una forma de radiación más allá de la luz visible. En 1801, después de escuchar acerca del descubrimiento de Herschel, Johann Wilhelm Ritter demostró que otra forma de radiación existía más allá de la región violeta del espectro. Este nuevo tipo de radiación, a la cual Ritter llamó originalmente *rayos químicos* (por la forma en que había sido detectada), comenzó a ser conocida como luz ultravioleta (o radiación ultravioleta). El experimento de Ritter, más el descubrimiento de Herschel, probaron que el espectro electromagnético se extendía más allá de la región visible. En 1809, Pierre Prévost

afirmó en su tratado *Du calorique rayonnat* que todo cuerpo en equilibrio térmico con su entorno emite la misma cantidad de energía que absorbe [Arias].

Quien verdaderamente dio el inicio al estudio de la relación entre la temperatura de un cuerpo y la radiación que emite fue Gustav Kirchhoff, quien en 1859 introdujo el concepto de *cuerpo negro*. Según Kirchhoff un cuerpo negro es aquel que absorbe toda la radiación que incide sobre él, pero que, dependiendo de su temperatura, también puede emitir radiación electromagnética. Un cuerpo negro ideal se puede modelizar como una cavidad con un pequeño orificio en una de sus paredes. En la cavidad interior la radiación sufre diversas reflexiones en las paredes hasta que acaba siendo completamente absorbida. El orificio también actúa como emisor perfecto, puesto que las radiaciones que escapan a través de él muestran todas las longitudes de onda presente en el interior de la cavidad según la temperatura a la que ésta se encuentra [Kuhn, Young, Serway].

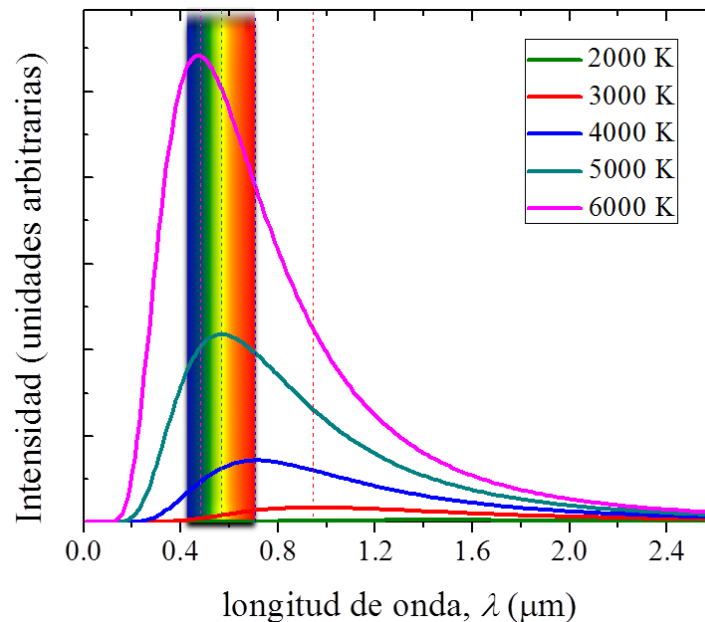


Figura 1.9. Espectro de intensidad de la radiación de un cuerpo negro en función de la longitud de onda para diferentes temperaturas. La potencia emitida (área bajo cada curva) aumenta al incrementarse la temperatura del cuerpo emisor. La región visible del espectro electromagnético corresponde a $0,4 \mu\text{m}$ – $0,7 \mu\text{m}$, por lo que la curva de 4.000 K presenta un pico próximo a la región visible. A temperaturas en el rango 5.000 K – 6.000 K el pico en el aparecería en el centro de las longitudes de onda visibles y el objeto se ve blanco, tal como se vería nuestro Sol desde el espacio.

A partir de esta idealización Kirchhoff demostró que el espectro de emisión dependía únicamente de la temperatura de la cavidad y no del material del cual estaban construidas sus paredes. Lo siguiente era encontrar una expresión que reprodujera la distribución espectral de la radiación del cuerpo negro para cada temperatura, lo que se conoce como el *problema de la radiación del cuerpo negro*. Un paso en la resolución del problema fue dado por el físico, matemático y poeta Josef Stefan, quien propuso en 1879 que la potencia de la radiación emitida por un cuerpo negro es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura absoluta [Arias,

Kuhn]. Dicha expresión se había extrapolado a partir de experimentos preliminares y mostraba una buena correlación con los resultados que se obtenían para un amplio intervalo de temperaturas:

$$W = A \cdot \sigma \cdot T^4 \quad , \quad (14)$$

donde A es el área del cuerpo negro y $\sigma=5.670 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ (constante de Stefan-Boltzmann). Posteriormente, Ludwig Edward Boltzmann demostró teóricamente la ley de Stefan a partir de conceptos termodinámicos y la teoría electromagnética de Maxwell. Por esta razón, la ley obtenida por Stefan se conoce como *Ley de Stefan-Boltzmann*.

En 1893, el físico alemán Wilhelm Wien descubrió una sencilla relación matemática que describía el efecto del cambio de temperatura en el espectro de la radiación emitida por el cuerpo negro. Wien encontró que conforme el cuerpo negro se va calentando, el máximo del espectro se desplaza hacia longitudes de onda más cortas [Serway, Young]:

$$\lambda \cdot T = C \quad (15)$$

con $C=2,8978 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}^{-1}$ y la temperatura expresada en grados Kelvin. Esta ley, conocida como *Ley de desplazamiento de Wien*, implica que conocida la constante numérica, midiendo la longitud de onda del pico de emisión se puede obtener la temperatura del emisor o viceversa. Y esto tiene muchas aplicaciones. Podemos, por ejemplo, extender la tabla de los alfareros y artesanos a la astrofísica. En la figura 1.10 mostramos la longitud de onda máxima y su color para un cuerpo negro en función de su temperatura. Esta gama de colores es muy similar a la de los colores de estrellas de diferentes temperaturas, como se ve o se fotografía en el cielo nocturno. Por lo tanto, se puede determinar la temperatura de una estrella asumiendo que emite como un cuerpo negro, a partir de su color.

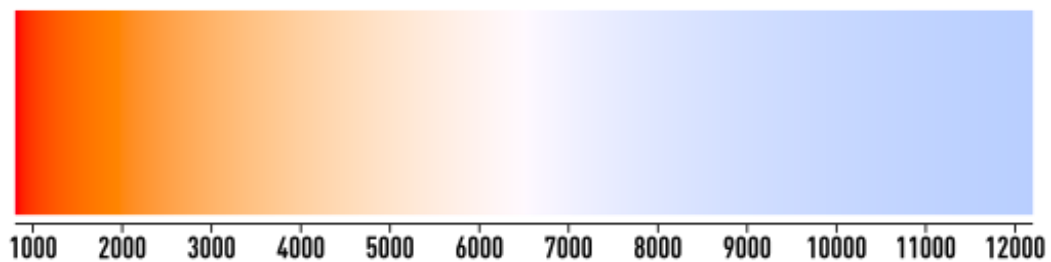


Figura 1.10. Color correspondiente al máximo de emisión del espectro de longitudes de onda de un cuerpo negro en función de su temperatura entre 800 y 12200 K. Figura tomada de la carpeta de imágenes de Google, de libre circulación.

Wilhelm Wien era un físico teórico competente a la vez que un hábil experimentador. Mientras diseñaba junto a Otto Lummer un nuevo y mejorado cuerpo negro capaz de calentarse a temperatura uniforme, buscaba por su cuenta la expresión que diera cuenta de su espectro de emisión. En 1896 presentó su ecuación para la distribución de la radiación del cuerpo negro.

Poco después, Friedrich Paschen confirmó que coincidía con los datos experimentales que podían obtenerse por aquel entonces, la región de longitudes de onda cortas. Sin embargo, se requerían mediciones en un rango más amplio y elevado de temperaturas y para ello era imprescindible construir un cuerpo negro mejor. Otto Lummer, Ferdinand Kurlbaum y, posteriormente, Ernst Pringsheim, tardaron dos años en obtener un cuerpo negro perfeccionado con el cual estudiar la validez de la ley de desplazamiento, así como la ley de distribución de Wien. Si bien en un primer momento, la ley de distribución fue dada por válida, nuevas técnicas infrarrojas mostraron las limitaciones de la propuesta de Wien [Arias, Kuhn].

Por su parte, Lord Rayleigh en 1900 y James Jeans, unos años más tarde, llegaron a otra expresión por medio de un procedimiento distinto. Emplearon la Física Clásica de Newton, Maxwell y Boltzmann para dividir la energía de la radiación del cuerpo negro entre las diferentes longitudes de onda presentes dentro de la cavidad. La ley que obtuvieron (hoy conocida como *Ley de Rayleigh-Jeans*) predice que la intensidad del espectro de emisión para unas dadas temperatura T y longitud de onda λ viene dada por [Young, Serway]:

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi c k_B T}{\lambda^4} \quad (16)$$

Siendo c la velocidad de la luz en el vacío y k_B la constante de Boltzmann ($k_B=1,380649 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹; $k_B=8,617333262 \times 10^{-5}$ eV.K⁻¹). La ley de Rayleigh-Jeans da un excelente ajuste entre teoría y experimento en la zona de altas longitudes de onda. Pero para las bajas longitudes de onda hay un problema grave: además, de un muy mal acuerdo con los resultados experimentales, predice una energía infinita en la región del ultravioleta, lo que sería conocido como *catástrofe ultravioleta*. Tanto Rayleigh como Jeans se dieron cuenta inmediatamente que su modelo no tenía ningún sentido, ya que, entre otras cosas, la vida humana no hubiese sido posible de estar inmersos en un “mar” de radiación ultravioleta.

Ante todos estos resultados negativos, Max Planck propuso un enfoque completamente nuevo que rompía con la Física Clásica. En su teoría modeló las paredes del cuerpo negro como un conjunto de osciladores que en sus diferentes vibraciones reproducían todas las frecuencias del espectro contenidas en el interior de la cavidad. A continuación, buscó la forma de distribuir la energía total disponible entre los osciladores, dando con serias dificultades y, muy a su pesar, tuvo que recurrir a las ideas de Boltzmann, uno de los grandes defensores de la teoría atómica que Planck llevaba años rechazando. En este marco, descubrió que sólo podía derivar la fórmula de la distribución si los osciladores absorbían y emitían la energía en forma de “paquetes” con energías proporcionales a la frecuencia de oscilación. A estos paquetes los denominó *quantos*. Esta hipótesis revolucionaria establece entonces que la energía que los osciladores pueden absorber o emitir está cuantizada, sólo puede tener ciertos valores proporcionales a su frecuencia ν : $0, h\nu, 2h\nu, \dots, nh\nu$, siendo h una constante hoy conocida como *constante de Planck*. Aplicando estas hipótesis anteriores y consideraciones estadísticas, Planck obtuvo la siguiente expresión para la densidad de energía de la radiación de cuerpo negro [Gearhar, Young, Serway]:

$$I(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)} \quad (17)$$

Esta expresión concuerda muy bien con los resultados experimentales (ver figura 2 en [Gearhar]) y se denomina *Ley de radiación de Planck*. Del ajuste a los puntos experimentales se obtiene h , cuyo valor actual es $h = 6,62606957(29) \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} = 4,13566733(10) \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$, (muy frecuentemente se utiliza la constante de Planck dividida por 2π . Se la denomina comúnmente “ h barra” o “ h partida” y su valor es $\hbar = 1,054571628(53) \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s} = 6,58211899(16) \times 10^{-16} \text{ eV}\cdot\text{s}$). Un dato curioso es que la Ley de radiación de Planck, tal como fue obtenida, no se puede considerar físicamente correcta, ya que el procedimiento para derivarla incluyó dos errores. El problema en el desarrollo es que el procedimiento estadístico de Boltzmann tenía una segunda parte que Planck obvió. Si Planck hubiese completado la hipótesis de Boltzmann hubiera arribado a la catástrofe ultravioleta. Cuando Einstein se dio cuenta de ello al revisar la fórmula de Planck manifestó que cualquier tratamiento clásico del problema del cuerpo negro conducía a dicha catástrofe. El segundo error fue la energía asignada a los osciladores. De esta forma, el problema tuvo que esperar varios años hasta que la teoría cuántica se desarrolló, obteniéndose el mismo resultado, pero de manera correcta.

Volviendo a la Ley de radiación de Planck, la misma incluye la ley de desplazamiento de Wien. Para deducirla, se deriva la ecuación (17) y se iguala a cero, para determinar el valor de λ en que $I(\lambda)$ es máximo. Por supuesto, también incluye la ley de Stefan-Boltzmann. Para obtenerla, se debe integrar la intensidad en todo el rango de longitudes de onda [Young, Serway]:

$$W(T) = \int_0^{\infty} I(\lambda, T) d\lambda = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 \hbar^3} T^4 = \sigma T^4 \quad (18)$$

Es importante mencionar que Planck no creyó en ningún momento que la energía se dividiese realmente en *quantos* sino que esos paquetes sólo se correspondían a la energía que podían recibir y emitir los osciladores y debían considerarse más como un artificio matemático que como una realidad física. Con su inclusión llegaba a reproducir la ley de distribución de la radiación del cuerpo negro y eso era lo que le más le importaba. En su carta a un amigo, la llamó “*acto de desesperación*” al que se había visto obligado porque “*había que encontrar una explicación teórica a toda costa*”. Al contrario que Planck, Einstein sí se inclinó a favor de la cuantización de la energía ya que, como seguidor de la teoría atómica, le era más fácil asumir que las ondas electromagnéticas, al igual que la materia, tenían una naturaleza discontinua. Como veremos inmediatamente, cinco años después Einstein identificó el *quanto* de energía $h\nu$ como la energía de una partícula sin masa a la que denominó fotón para explicar el efecto fotoeléctrico.

Acabamos de discutir el espectro de emisión del cuerpo negro. El problema no termina aquí, ya que también existían preguntas a responder también en el caso de la absorción de la luz ¿Qué es lo que se sabía y no se podía responder? Ya desde fines del siglo XIX se conocía que cuando la luz incide sobre una superficie metálica, desde la misma se emite radiación, una situación similar a la de los rayos catódicos, aunque en este caso no había ninguna diferencia de potencial aplicada. A modo de ejemplo de este fenómeno, si iluminamos sodio con un haz luminoso de frecuencia de $6 \times 10^{14} \text{ Hz}$ se produce esta emisión, a la cual se la conoce como *efecto fotoeléctrico*. Investigaciones cuidadosas revelaron algunas propiedades intrigantes de este proceso que no se podían comprender con base en la Física Clásica.

Se atribuye el descubrimiento del efecto fotoeléctrico a Heinrich Hertz en 1887, quien buscaba generar y detectar ondas electromagnéticas para probar la teoría de Maxwell [Rodríguez-Meza]. Su experimento consistía en provocar una chispa con una bobina de inducción y detectar los efectos de la radiación electromagnética emitida observando la aparición de otra chispa entre las puntas de un alambre enrollado en forma de círculo (que actuaba como detector) ubicado a una cierta distancia del emisor. Para observar mejor la pequeña chispa en el receptor Hertz solía usar una cubierta oscura. Al hacerlo notó que la intensidad de la chispa disminuía e incluso desaparecía en estas condiciones, lo que le permitió concluir que al iluminar las superficies del alambre receptor la descarga se producía con mayor intensidad. Adicionalmente, con un prisma descompuso la luz del emisor y descubrió que la chispa era más intensa al ser expuesto el emisor a la radiación ultravioleta. Notemos que el primer experimento en que se obtuvo evidencia clara a favor de la teoría de Maxwell y de la naturaleza ondulatoria de la luz también abrió el camino para los experimentos que mostraron el carácter corpuscular de la luz

Este resultado obtenido por Hertz no era en sí revolucionario. Ya se conocía la existencia de la barrera superficial de energía potencial y Thomas Edison había descubierto en 1883 la emisión termoiónica, proceso en el cual al calentar un material a altas temperaturas se emitía radiación. Sin embargo, las superficies del experimento de Hertz no estaban a la temperatura necesarias para la emisión termoiónica. Después de los experimentos de Thomson de 1897, quedó en claro que lo que se emitía en este proceso eran electrones. Es decir, la luz causa la emisión de electrones del cátodo, de allí el nombre de efecto fotoeléctrico. Es claro que en el proceso el electrón debe ganar una cierta energía para “romper” su ligadura con el átomo y escapar de la superficie. A la mínima cantidad de energía que necesita un electrón para escapar de una cierta superficie se la llama *función trabajo* (para dicha superficie).

Un año más tarde el físico alemán Wilhelm Hallwachs repitió el experimento de Hertz con un arreglo experimental más simple. Hallwachs clarificó mucho el fenómeno, pero no dio más explicaciones sobre sus posibles orígenes ni propuso alguna explicación teórica. En su honor, el efecto fotoeléctrico también suele ser llamado *efecto Hallwachs*.

Una década después, J. J. Thomson probó que la luz ultravioleta provocaba que las mismas partículas encontradas en los rayos catódicos (es decir, electrones) fueran expulsadas del material emisor. En ese mismo año Philipp Lenard, discípulo de Hertz, comenzó una serie de experimentos sistemáticos que permitieron entender mejor este fenómeno de emisión de electrones. En estos experimentos, se empleaba el dispositivo mostrado en la figura 1.11. Se colocaban dos electrodos metálicos (el emisor y el colector) en una ampolla de vidrio en la que se hacía vacío (Para reducir al mínimo los choques de los electrones emitidos con las moléculas de gas se necesita un alto vacío, presiones residuales de 10^{-7} atm o menos). Cuando el tubo se conserva en la oscuridad, el amperímetro no registra corriente. Cuando se ilumina el emisor con luz de una longitud de onda apropiada, el amperímetro registra una corriente, lo cual indica que existe un flujo de cargas a través del espacio entre las placas emisora y colectora. Hallwachs y sobre todo Lenard estudiaron esta corriente en función de la frecuencia y la intensidad de la luz incidente a fin de estudiar el proceso de emisión fotoeléctrica.

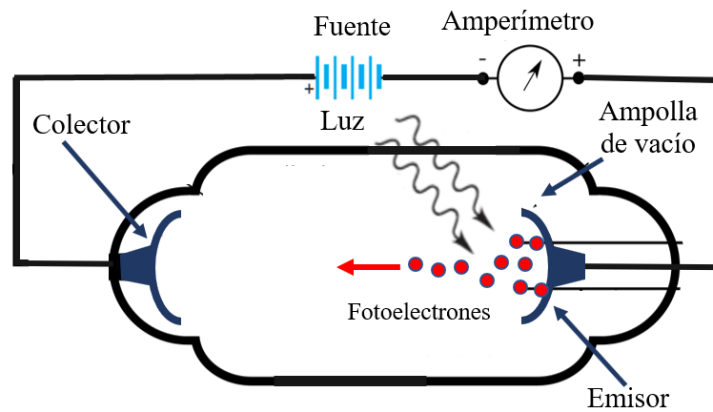


Figura 1.11. Diagrama del dispositivo empleado para estudiar el proceso de emisión fotoeléctrica. Cuando la luz incide sobre el emisor, de éste se expulsan electrones. Los electrones que se desplazan del emisor al colector dan lugar a una corriente que es medida con el amperímetro. La batería genera una diferencia de potencial que frena a los electrones y permite determinar su energía cinética máxima.

En el experimento de Lenard los fotoelectrones son emitidos con una cierta velocidad, la cual se puede medir generando un campo eléctrico entre los electrodos de modo que la fuerza eléctrica desacelere a los electrones. Si la magnitud del campo no es muy grande, los electrones emitidos con energía cinética máxima seguirán llegando al colector, y todavía se medirá una corriente. Si aumentamos la magnitud del campo eléctrico, se llegará a una situación en que se produzca una diferencia de potencial mínima V_f entre los electrodos que haga que la corriente caiga a cero. V_f es el llamado *potencial de frenado*. Si aplicamos conservación de la energía, encontramos que la energía cinética máxima de los fotoelectrones viene dada por:

$$E_{cin\ max} = eV_f \quad (19)$$

Lenard encontró que esta energía máxima no dependía de la intensidad del haz luminoso incidente, pero sí de su frecuencia. Resumamos qué nos dicen los experimentos sobre el efecto fotoeléctrico. Básicamente, los experimentos muestran que:

- Como ya mencionamos, la energía cinética máxima de los fotoelectrones es independiente de la intensidad del haz de la luz incidente.
- La energía cinética máxima de los fotoelectrones depende únicamente de la frecuencia de la radiación incidente.
- No existe emisión de electrones si la frecuencia de la luz incidente es menor a una cierta frecuencia umbral ν_c . El valor de ν_c es característico del material emisor. No existe emisión de electrones por debajo de esta frecuencia de corte, independientemente de la intensidad de luz incidente.
- El número de fotoelectrones emitidos es proporcional a la intensidad de la luz.
- Los electrones son emitidos de la superficie metálica casi de manera instantánea (menos de 10^{-9} s después de que se ilumina la superficie), incluso en el caso de intensidades de luz muy bajas.

En 1905 a Lenard se le otorgó el premio Nobel de Física por sus trabajos sobre rayos catódicos y fueron la base la teoría de Einstein para explicar el efecto fotoeléctrico que le valió el Nobel de Física de 1921.

Ninguno de estos resultados experimentales podía explicarse con la Física Clásica. En efecto, la teoría clásica establece que la intensidad del haz luminoso es proporcional al cuadrado de la amplitud E del vector campo eléctrico (oscilante) de la onda luminosa. La magnitud de la fuerza aplicada sobre el electrón por el haz es eE . Entonces, a mayor intensidad del haz, mayor amplitud del campo eléctrico de la onda y por ende la energía cinética de los fotoelectrones debería aumentar con la intensidad del haz luminoso. Sin embargo, el resultado experimental muestra que $E_{cin\ max}$ es independiente de la intensidad. En segundo lugar, según la teoría ondulatoria, el efecto fotoeléctrico debería ocurrir para cualquier frecuencia de la luz incidente, ya que los electrones se expulsan del metal con luz incidente de cualquier frecuencia, siempre y cuando la intensidad sea lo suficientemente elevada, porque la energía se transfiere al metal sin importar la frecuencia de la luz incidente. Los resultados experimentales muestran que para cada tipo de superficie material existe una frecuencia de corte ν_c característica por debajo de la cual la emisión fotoeléctrica no ocurre, sin importar la intensidad del haz luminoso. Finalmente, a bajas intensidades de luz, debe haber un intervalo de tiempo medible entre el instante en que la luz empieza a incidir sobre la superficie y la expulsión del fotoelectrón. Como hemos dicho, en los experimentos no se observa este retraso entre absorción-fotoemisión. Es evidente que se necesita una teoría radicalmente nueva.

La explicación del efecto fotoeléctrico fue el trabajo principal por el que se le concedió el premio Nobel de Física a Albert Einstein en 1921. La explicación de Einstein, propuesta en 1905, jugó un papel muy importante en el desarrollo de la física atómica y estaba basada en una hipótesis muy atrevida. Einstein asumió que la energía de la luz no estaba distribuida uniformemente en todo el frente de onda (como suponía la teoría clásica). En cambio, la energía de la luz se concentraría en «paquetes», los *quantos* de Planck. Además, la cantidad de energía en cada uno de estos cuantos es una cantidad definida de energía, proporcional a la frecuencia ν de la onda luminosa. El factor de proporcionalidad es una constante que, como en el caso de la radiación del cuerpo negro, llamaremos h . Por lo tanto, en el modelo de Einstein, la energía del haz luminoso en un haz de frecuencia viene en paquetes, cada uno con una energía $E = h\nu$. Posteriormente a estos paquetes se le dio el nombre de *fotones*.

No hay una explicación más clara o directa que la del propio Einstein en su artículo original de 1905 [Einstein 1905], y la presentaremos a continuación en una traducción del alemán original.

[...] De acuerdo con la idea de que la luz incidente se compone de cuantos con energía $h\nu$, la expulsión de los rayos catódicos [fotoelectrones] por luz se puede entender de la siguiente manera. Los cuantos de energía penetran en la capa superficial del cuerpo y su energía se convierte, al menos en parte, en energía cinética de electrones. La imagen más simple es que un cuanto de luz cede toda su energía a un solo electrón; Asumiremos que esto sucede [...]. Un electrón provisto de energía cinética dentro del cuerpo puede haber perdido parte de su energía cinética en el momento en que llega a la superficie.

Además, se debe suponer que cada electrón, al abandonar el cuerpo, tiene que realizar una cantidad de trabajo Φ (que es característica del cuerpo). Los electrones expulsados directamente desde la superficie y en ángulos rectos tendrán las mayores velocidades perpendiculares a la superficie. La energía cinética máxima de uno de estos electrones es:

$$E_{cin\ max} = h\nu - \Phi \quad (20)$$

Si la placa C [emisor] se carga a un potencial positivo, V_p [V_f en nuestra notación], lo suficientemente grande para evitar que el cuerpo pierda carga eléctrica, debemos tener que

$$E_{cin\ max} = h\nu - \Phi = eV_f \quad (21)$$

donde e es la magnitud de la carga electrónica [...]. Si la fórmula derivada es correcta, entonces V_f , cuando se representa gráficamente en función de la frecuencia de la luz incidente, debe producir una línea recta cuya pendiente debe ser independiente de la naturaleza de la sustancia iluminada. [...]

Veamos si el modelo de Einstein explica los resultados experimentales. Según la ecuación (21) la energía cinética de los fotoelectrones es mayor que cero solo cuando la energía del fotón $h\nu$ es mayor que la función trabajo Φ del emisor. Por lo tanto, sólo se puede emitir un electrón cuando la frecuencia ν de la luz incidente es mayor que una frecuencia umbral que corresponde al trabajo requerido para escapar del metal. La frecuencia umbral ν_c para cada material queda definida por $E_{cin\ max} = 0 = h\nu_c - \Phi$, o sea $\nu_c = \Phi/h$. Esto explica por qué la luz de una frecuencia menor que la frecuencia ν_c no puede generar fotoelectrones. Notemos además que la ecuación (21) predice que cuanto mayor sea la frecuencia de la radiación incidente mayor será la energía cinética máxima de los electrones expulsados. Esto es así porque la energía del fotón es directamente proporcional a la frecuencia de la radiación.

Como la intensidad de la luz es proporcional al número de fotones en el haz de luz y el número de fotoelectrones expulsados es proporcional al número de fotones incidentes, la cantidad de electrones expulsados (y por ende la fotocorriente) es proporcional a la intensidad de la luz incidente.

Finalmente, según el modelo de Einstein, es un fotón individual de frecuencia ν el que expulsa a un electrón si $\nu > \nu_c$. Por tanto, no se necesita tiempo para que el electrón acumule energía. Los fotones transfieren su energía inmediatamente a los electrones, que escapan de la superficie del emisor en forma casi instantánea. Como comentario, no todos los fotones en un haz de luz incidente producen un fotoelectrón. Esto es muy importante en el diseño de experimentos y en ciertas aplicaciones, pero no es importante a los efectos de esta discusión.

El modelo de Einstein predice una relación lineal (ecuación 20) entre la energía cinética máxima $E_{cin\ max}$ de los fotoelectrones y la frecuencia ν de la luz incidente. Una comprobación definitiva de la teoría de Einstein sería observar experimentalmente esta relación lineal. En los

experimentos lo que estudia es el potencial de frenado en función de la frecuencia de la radiación incidente. A partir de la ecuación 21, $V_f = (h/e)\nu - \Phi/e$. Como se puede ver en la figura 1.12, se observa esta relación lineal entre V_f y ν , donde la pendiente de las rectas es h/e . Los experimentos mostraron que a partir de la determinación de esta pendiente y conocido el valor de e , se obtiene que h tiene el valor antes encontrado para la constante de Planck. La intersección con el eje x representa la frecuencia de corte ν_c por debajo de la cual no se emiten electrones y la ordenada al origen es Φ/e . Los valores de Φ coinciden con la función trabajo obtenida para diferentes materiales (entre 2.5 y 7 eV, ver por ejemplo [Young, Serway]). A modo de ejemplo, en la referencia [Rodríguez-Meza] se presentan los datos experimentales obtenidos por Millikan en 1916 para el efecto fotoeléctrico en el caso del sodio junto con la curva teórica predicha por Einstein, la frecuencia de corte y el valor de la función de trabajo del metal estudiado. El valor de la constante de Planck que obtuvo del ajuste a los puntos experimentales obtenidos en dicho experimento es $h = 6,57(3) \times 10^{-34}$ j.s.

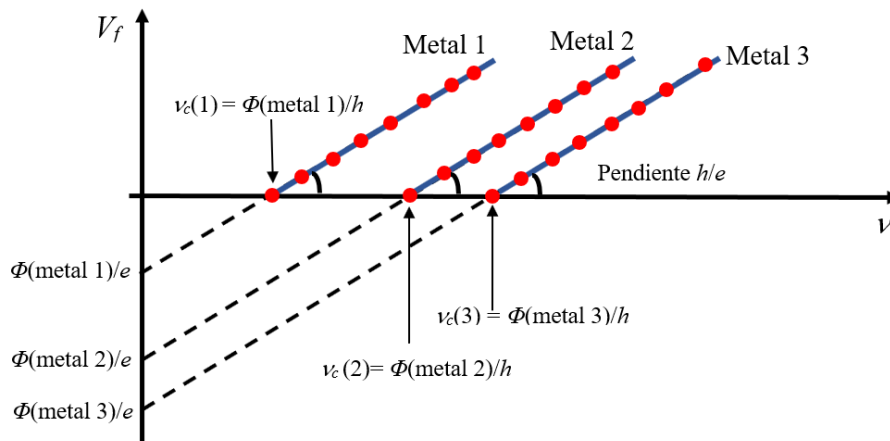


Figura 1.12. Potencial de frenado en función de la frecuencia de la luz incidente para el caso de experimentos representativos del efecto fotoeléctrico. Para un dado metal dado sólo los fotones con $\nu > \nu_c$ dan lugar a la emisión de fotoelectrones. La pendiente de las rectas es h/e . La ordenada al origen es Φ/e , siendo Φ la función trabajo de cada metal.

En conclusión, la teoría de Einstein y su hipótesis de cuantización de la energía explican en forma extremadamente simple el efecto fotoeléctrico. Sin embargo, su teoría provocó severas críticas en la primera década del siglo. Por ejemplo, Planck, Nernst, Rubens y Warburg escribieron en 1913 [País]:

[...] En suma, puede decirse que de los grandes problemas en que es tan rica la física moderna, difícilmente exista uno al que Einstein no haya hecho una contribución notable. Que alguna vez errara el blanco en sus especulaciones, como por ejemplo en su hipótesis de los cuantos de luz, no puede esgrimirse realmente demasiado en su contra, porque no es posible introducir ideas realmente nuevas, ni aun en las ciencias más exactas, sin correr a veces algún riesgo [...] (Rodríguez-Meza, 2066, p. 304)

Uno de los autores de este comentario es el propio Planck, quien a fin de cuentas introdujo por primera vez la idea de los *quantos* de energía en su trabajo sobre la radiación de cuerpo negro. Rápidamente se acumularon más pruebas que avalaban la cuantización de la energía y para 1915, había poca duda de la validez del concepto cuántico y de la existencia de fotones.

Hasta aquí empleamos el concepto de fotón en el contexto de la luz, la región visible del espectro electromagnético. Sin embargo, el concepto de la cuantización se aplica a todas las regiones del espectro, desde las ondas de radio a los rayos X, γ y más allá. Hemos visto que, según las hipótesis de Planck y Einstein, un fotón de radiación electromagnética, de frecuencia ν y longitud de onda λ , tiene una energía E dada por $E = h\nu$. En 1919 Einstein llegó a la conclusión que un fotón de energía E debe tener también una cantidad de movimiento, aun cuando no tenga masa en reposo. Un fotón de energía E tiene cantidad de movimiento de magnitud p , definida por $E = pc$ [Young, Serway]. Así, la longitud de onda λ de un fotón y la magnitud de su cantidad de movimiento p se relacionan por:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (22)$$

donde empleamos que, para un fotón, $c = \lambda\nu$. La dirección del vector cantidad de movimiento del fotón es simplemente la dirección en la que se mueve la onda electromagnética.

Estos conceptos fueron fundamentales para explicar una serie de resultados experimentales observados en los procesos de interacción de los rayos X con la materia. Recordemos que los rayos X es la región del espectro electromagnético que incluye longitudes de onda de 0,001 a 1 nm. Es decir, menor longitud de onda que la región del visible, y por ende mayor frecuencia y energía que la luz. Lo que se había observado era que cuando los rayos X interactúan con la materia, parte de la radiación se dispersa, de la misma forma que la luz visible sufre una reflexión difusa cuando incide sobre una superficie rugosa. Compton y otros científicos descubrieron que parte de esa radiación dispersada tiene menor frecuencia (mayor longitud de onda) que la radiación incidente, y que el cambio de longitud de onda depende del ángulo en el que se dispersa la radiación. Para 1922, Compton y sus colegas habían acumulado evidencia que demostraba que la teoría ondulatoria clásica de la luz no podía explicar la dispersión de los rayos X por los electrones, la cual predice que la onda dispersada tiene la misma longitud de onda que la onda incidente.

En 1923 Arthur Holly Compton y Peter Debye, en forma independiente, desarrollaron aún más la idea de cantidad de movimiento del fotón de Einstein para explicar este fenómeno de dispersión de rayos X, lo que brindó una confirmación adicional directa de su naturaleza cuántica. Compton se dio cuenta de que podían explicar el proceso de dispersión como una colisión de dos partículas, un fotón incidente y un electrón que podemos suponer inicialmente está en reposo y libre (la energía de ligadura de este electrón a su átomo es mucho menor a la energía de los rayos X incidentes). Notemos que a los rayos X se los trata como partícula, fotones, no como ondas. En la propuesta de Compton, los fotones son partículas puntuales de energía $h\nu$ y una cantidad de movimiento $h\nu/c$. El fotón incidente es absorbido por el electrón, al cual cede parte

de su energía y cantidad de movimiento, adquiriendo energía cinética como resultado de esta interacción. El resto se “transforma” en un fotón dispersado, que obviamente tiene menor energía, menor frecuencia y mayor longitud de onda que el incidente [Compton]. La ecuación que relaciona la longitud de onda asociadas al fotón incidente (λ) y el dispersado (λ') con el ángulo de dispersión ϕ se puede deducir a partir de los principios de la conservación de la energía y de la cantidad de movimiento. No lo haremos aquí, esta deducción se puede encontrar, por ejemplo, en [Young, Sears]. Se obtiene que:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\phi) \quad (23)$$

donde m es la masa en reposo del electrón. Esta expresión se conoce como *ecuación de desplazamiento Compton*, y al factor h/mc se lo conoce como *longitud de onda Compton del electrón* y tiene unidades de longitud. Su valor numérico actualmente aceptado es 0,0024263102367(11) nm. Si de este valor despejamos h a partir de c y m , nuevamente obtenemos el valor de la constante de Planck.

Como conclusión, al igual que la luz (o cualquier otra onda electromagnética), los rayos X están gobernados por relaciones cuánticas en su interacción con la materia, por lo cual podemos hablar de fotones o *quantos* de rayos X, y la energía de un fotón X se relaciona con su frecuencia y su longitud de onda en la misma forma que cualquier fotón: $E=h\nu=(hc)/\lambda$. Si comparamos el proceso de generación de rayos X discutido en la sección 1.3., vemos que es un proceso “inverso” al efecto fotoeléctrico. En la emisión fotoeléctrica, un fotón transfiere su energía a un electrón de un metal, la cual “usa” para romper su ligadura con el átomo del material y ganar energía cinética, siendo así eyectado del metal. En la producción de rayos X la energía cinética de un electrón, al incidir y desacelerarse contra un material, se “transforma” en un fotón X. En la producción de rayos X a menudo se ignora la función trabajo del material-blanco, tal como se hace con la energía cinética inicial de los electrones emitidos del cátodo, ya que son muy pequeñas con respecto a la energía cinética final de los electrones o la energía de los rayos X.

Lo que nos queda por discutir es la existencia de una longitud de onda mínima (λ_{min}) en el espectro de rayos X que la Física Clásica era incapaz de explicar. Con la introducción de conceptos cuánticos, es algo sencillo. Un electrón tiene carga $-e$ y adquiere una energía cinética $e\Delta V$ al acelerarse desde el cátodo al ánodo. El fotón de mayor energía (el de máxima frecuencia y por ende longitud de onda más corta) se produce cuando toda la energía cinética se “transforma” en un fotón X:

$$e \cdot \Delta V = h \cdot \nu_{max} = \frac{h \cdot c}{\lambda_{min}} \quad (24)$$

Como se puede ver, la frecuencia máxima (o la longitud de onda mínima) en el proceso de *bremsstrahlung* no dependen del material del blanco, pero sí de ΔV . Medidas cuidadosas demostraron que h coincide con la constante de Planck.

Nos queda una última pieza para completar el rompecabezas. Y esta pieza la colocó Louis De Broglie. El príncipe Louis Víctor Pierre Raymond de Broglie nació en el seno de una de las

principales familias aristocráticas de Francia y que llevaba sirviendo a la monarquía desde mediados del siglo XVII. Como reconocimiento a los servicios prestados, en 1742, Luis XV otorgó el título hereditario de duque a su antecesor François Marie de Broglie. El papel del hijo del duque, Víctor François, en la batalla de Bergen le valió el nombramiento como Príncipe del Sacro Imperio Romano Germánico por parte del Emperador Francisco I. A partir de entonces, todos los miembros más jóvenes de la familia de Broglie llevarían el título de príncipe, mientras que el cabeza de familia ostentaría el de duque.

En el laboratorio de su hermano mayor Maurice Louis estudió la absorción de los rayos X por la materia. Ambos hermanos se preguntaban por la naturaleza de la radiación electromagnética, ya que de los descubrimientos que se habían hecho hasta el momento no podía asegurarse la primacía de la teoría corpuscular o la ondulatoria. Al fin y al cabo, ninguna de ellas podía explicar al mismo tiempo los fenómenos de interferencia, la difracción y el efecto fotoeléctrico. En 1922, tras una conferencia que pronunció Einstein en París, De Broglie escribió un artículo respaldando de forma explícita “la hipótesis del cuanto de luz”. La pregunta lógica y reveladora surgió un año después: *“si las ondas electromagnéticas pueden comportarse como partículas, partículas como los electrones, ¿podrán comportarse como ondas?”* de Broglie desarrolló esta idea en su tesis doctoral, presentada en 1924. De Broglie postuló que una partícula libre con masa en reposo m , que se mueva a rapidez v no relativista, debería tener asociada una longitud de onda λ relacionada con su cantidad de movimiento $p = mv$ de la misma forma que un fotón. De esta forma, la longitud de onda de De Broglie para una partícula es:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (25)$$

Si la rapidez de la partícula es una fracción apreciable de la rapidez de la luz, se debe reemplazar la ecuación (25) por:

$$\lambda = \frac{h}{mv/\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (26)$$

Según De Broglie, la frecuencia ν también se relaciona con la energía de la partícula E en la misma forma que para un fotón, es decir, $E = h\nu$. Así, las relaciones entre longitud de onda y cantidad de movimiento, o frecuencia y energía, en la hipótesis de De Broglie son las mismas para partículas que para fotones.

Para entender la enorme importancia de la propuesta de De Broglie, debemos tener en cuenta que en 1924 no había una prueba experimental de que las partículas tuvieran características ondulatorias. Y una cosa es sugerir una nueva hipótesis para explicar una observación experimental y otra muy distinta es proponer una idea tan radical y que se alejaba tanto de los conceptos establecidos sólo a partir de una base teórica. De Broglie era muy consciente que había que demostrar experimentalmente su propuesta. Pensó que, si la materia poseía propiedades ondulatorias tenía que sufrir efectos propios de las ondas y, entonces, un haz de electrones al atravesar una abertura de dimensiones similares a su longitud de onda debería

difractarse. Dado que no pudo realizar los experimentos en el laboratorio de su hermano, dejó de lado el experimento. Pero otros físicos experimentales sí estaban dispuestos a comprobarlo. Walter Elsasser, de la Universidad de Göttingen, razonó que si la hipótesis de de Broglie era cierta, un haz de electrones se difractaría en un sólido cristalino puesto que el espacio entre átomos adyacentes del cristal era del orden de la longitud de onda del electrón cuando éstos son acelerados con una diferencia de potencial de unos pocos cientos de eV. Diseñó un experimento y lo llevó a cabo. Aunque demasiado tarde. Otros dos físicos, Clinton Davisson y Lester Halbert Germer se le habían adelantado [Young, Serway].

Es interesante comentar que la intención inicial del experimento de Davisson no era confirmar las hipótesis de de Broglie. De hecho, su descubrimiento se hizo accidentalmente. Clinton Davisson, que trabajaba en los laboratorios de la Western Electric Company de Nueva York (posteriormente, Bell Telephone Laboratories) estudiaba el problema de la dispersión de electrones de baja energía (del orden de unos 50-60 eV) contra blancos metálicos en vacío. Un día de abril de 1925, un incidente cambió los resultados. Mientras realizaba sus experimentos de dispersión con una muestra de níquel policristalina (formada por muchos cristales microscópicos con orientaciones aleatorias) se produjo una explosión accidental de una botella de aire líquido en su laboratorio, rompiendo el tubo de vacío que contenía la muestra de níquel, que se oxidó en contacto con el aire, formándose una película de óxido en la superficie. Para quitar esa película de óxido, calentó la muestra en un horno de alta temperatura, casi hasta la fusión. Este tratamiento térmico causó la formación de grandes regiones monocristalinas, con planos cristalinos continuos en el ancho del haz de electrones. Al retomar el experimento, encontró que los ángulos de dispersión de los electrones eran completamente diferentes a los anteriores. En un inicio, atribuyó el cambio al modo diferente en que el blanco reflejaba los electrones, pero tras su asistencia al congreso de la British Association for the Advancement of Science, oyó de la hipótesis de de Broglie (en ese entonces, muy pocos científicos conocían los artículos que De Broglie había publicado sobre el tema o habían leído su tesis doctoral). De regreso a su laboratorio, Davisson, junto a su colega Lester Halbert Germer, revisaron sus resultados y verificaron si coincidían con lo predicho por la hipótesis de de Broglie. Para esto, Davisson y Germer determinaron la rapidez de los electrones empleados en sus experimentos a partir del voltaje de aceleración, con lo cual tenían la cantidad de movimiento de los electrones y con esto y la ecuación (25) la longitud de onda de de Broglie de los electrones. Desde el lado experimental, los electrones se dispersaban principalmente por los planos atómicos en la superficie del cristal. Los átomos de un plano superficial están ordenados en filas, las cuales funcionan como una rejilla de difracción (se puede leer sobre difracción en [Young, Serway]). Se puede determinar la distancia d entre filas usando técnicas de difracción de rayos X. Los ángulos para los cuales se observa un máximo de difracción se pueden determinar a partir de $d \cdot \sin \theta = m \lambda$ ($m=1, 2, 3, \dots$) [Young, Serway]. Los ángulos determinados con esta ecuación y empleando la longitud de onda de de Broglie, concordaron con los valores observados experimentalmente. Así, en enero de 1927 Davisson y Germer confirmaron que el príncipe Louis de Broglie estaba en lo cierto, su hipótesis era correcta, la materia presenta características tanto ondulatorias como corpusculares [Davisson a, Davisson b].

Un mes después del descubrimiento de Davison y Germer, el físico inglés George Paget Thomson publicaron los resultados de sus experimentos de difracción de electrones con una hoja metálica delgada y policristalina como blanco [Thomson G.]. Sus resultados confirmaron la relación de de Broglie. Davison y Thomson recibieron el Premio Nobel de Física de 1937 “por sus descubrimientos experimentales de la difracción de los electrones causada por cristales”. Ya he leído el apellido Thomson en este capítulo. G. P. Thomson fue hijo de J. J. Thomson, quien 31 años antes había descubierto y estableció la naturaleza corpuscular de los electrones.

Pronto se hicieron más experimentos en muchos laboratorios. En Alemania, Estermann y Stern demostraron la difracción de partículas α [Estermann]. También se han hecho experimentos de difracción con diversos iones y neutrones de baja energía. Así, la naturaleza ondulatoria de las partículas, tan extraña en 1924, quedó establecida firmemente en los siguientes años.

La propuesta de de Broglie era, como ya dijimos, radical. Pero, era claro que se necesitaba una idea así. Su impacto fue muy grande. En primer lugar, cerró la larga polémica entre los partidarios del carácter ondulatorio de la luz y los defensores de la hipótesis corpuscular. La solución de de Broglie permitía explicar todos los experimentos al establecer que la materia se comporta según sea la naturaleza del ensayo realizado. La hipótesis de de Broglie fue el comienzo de una revolución. En pocos años y a partir de 1924 Heisenberg, Schrödinger, Dirac, Born y muchos otros desarrollaron una teoría nueva, la Mecánica Cuántica. Este desarrollo ya estaba muy adelantado antes de que se encontrara una prueba experimental directa de las propiedades ondulatorias de las partículas.

En el aspecto práctico, las aplicaciones han sido numerosas e importantes. Probablemente la más conocida es el microscopio electrónico. El microscopio óptico, debido a la naturaleza ondulatoria de la luz, tiene una resolución espacial (en condiciones óptimas y empleando lentes y técnicas convencionales) de 250 nm. En cambio, en el caso de la iluminación con electrones, la resolución espacial es mucho mayor. Y ahora podemos entender que significa “iluminar con electrones”. En estos microscopios los electrones se aceleran con diferencias de potenciales ΔV del orden de 4-50 kV. Aplicando conservación de la energía, el cambio en la energía cinética del electrón viene dado por $(1/2)mv^2 = e\Delta V$, siendo e y m la carga y masa del electrón. Con esta relación podemos determinar v y, a partir de v , la longitud de onda de de Broglie asociada a estos electrones. El resultado que se obtiene, para el caso de 4 kV es que la longitud onda con que se ilumina la muestra es 0,02 nm, 10.000 veces más pequeña que la correspondiente a la luz visible (400-780 nm). Para el caso de electrones sometido a una diferencia de potencial de 50kV la longitud de onda asociada es 0,0055 nm, es decir, unas 100.000 veces inferior a la de la luz verde.

El primer microscopio electrónico, basado en las ideas de de Broglie fue diseñado por el físico Ernst Ruska y el ingeniero Max Knoll, entre 1925 y 1930. El primer prototipo vio la luz en 1931 y dos años después, Ruska consiguió construir un modelo con una resolución superior a la de los microscopios ópticos [Reyes]. Conceptualmente, el microscopio electrónico de transmisión es similar al microscopio óptico convencional, la diferencia esencial consiste en la naturaleza de las “lentes”. Dado que los electrones son sensibles a los campos eléctricos y magnéticos, en lugar de cristales, para enfocar el haz de electrones se emplean las llamadas lentes electromagnéticas,

campos magnéticos no uniformes que se emplean para hacer converger el haz de electrones. En un principio, las lentes electromagnéticas tenían propiedades que las hacían inferiores a las lentes de cristal. A medida que se progresó en su estudio teórico y en las técnicas de fabricación, se pudo obtener las ventajas que implica la reducción de la longitud de onda de la onda asociada a los electrones.

En el caso de un acelerador como el SLAC la velocidad de los electrones a la salida de este acelerador es de $2,9978999998 \times 10^8$ m/s (0,99999999995 de la velocidad de la luz). La longitud de onda de de Broglie asociada a esas partículas es del orden de 0,025 fm. Esto significa que la resolución de un “microscopio” que utilice esas partículas nos permitiría “ver” el interior de un protón, cuyo radio se estima en 0,4-0,88 fm.

Como último comentario, recordemos que estos desarrollos que han contribuido y contribuyen al avance de la ciencia y la tecnología tienen su origen en una hipótesis teórica que cambió radicalmente los principios en que se asentaba el estudio de la luz y de la materia en la física clásica. La hipótesis de de Broglie es una brillante muestra de la importancia de la investigación básica.

El interior del átomo. Los experimentos de dispersión de Rutherford

Volvamos ahora a los experimentos desarrollados por Rutherford, Geiger y Marsden entre 1910 y 1911 para sondear el interior del átomo [Experimento Rutherford]. El descubrimiento de la radioactividad le dio a Rutherford la posibilidad de disponer de un haz de partículas pesadas, cargadas y que se emitían desde el interior del átomo (esto es lo que se suponía en ese entonces) con una energía definida. Para investigar si el modelo de átomo de Thomson era correcto, su idea fue emplear un haz de partículas α emitidas en el decaimiento de elementos radiactivos para bombardear átomos y determinar cómo éstas eran dispersadas, es decir, desviadas al colisionar con los átomos del blanco. Estudiando esta desviación de las partículas α podían obtener información sobre el elemento dispersor, tal como se hace en casos de accidentes automovilísticos: determinar las trayectorias de los vehículos luego de la colisión permite obtener información sobre cómo fue la colisión.

Rutherford junto a Geiger y Marsden prepararon en su laboratorio de la Universidad de Manchester (por entonces, uno de los centros de referencia de la Física) una fuente emisora de partículas α , las cuales fueron colimadas para formar un haz estrecho que incidía sobre una lámina de oro de 0,00005 cm de espesor (o, en forma equivalente, unos 2.000 átomos de oro de espesor). Para observar la desviación de las partículas α por la interacción con los átomos de oro, se colocaron pantallas de ZnS (figura 1.13). El empleo de ZnS se debe a que este material tiene la propiedad de emitir un (débil) destello luminoso de color azul cuando es golpeado por una partícula cargada. Observando estos destellos, se podía determinar en qué punto de la pantalla había golpeado la partícula α luego de atravesar la lámina de oro y entonces determinar la desviación que había sufrido. Para esto, era necesario encerrarse en un cuarto oscuro y tener

un ojo entrenado para observar los débiles destellos de luz, lo que hacía que el experimento fuera tedioso. Las pantallas de ZnS (más los ojos de Marsden y Geiger) constituían entonces el detector. A estos detectores que se basan en la emisión de un destello de luz cuando sobre ellos incide radiación se los conoce como *detectores centelleadores*. Ya veremos cómo han evolucionado para ser ampliamente utilizados en diversas aplicaciones en la actualidad.

Rutherford había calculado que si el modelo de Thomson era correcto (el átomo era una esfera de carga positiva de 10^{-10} m de radio, ver figura 1.13), una de cada 8.000 partículas α interactuaría con un átomo de oro y debía desviarse un ángulo pequeño (del orden de un grado) respecto de la trayectoria inicial.

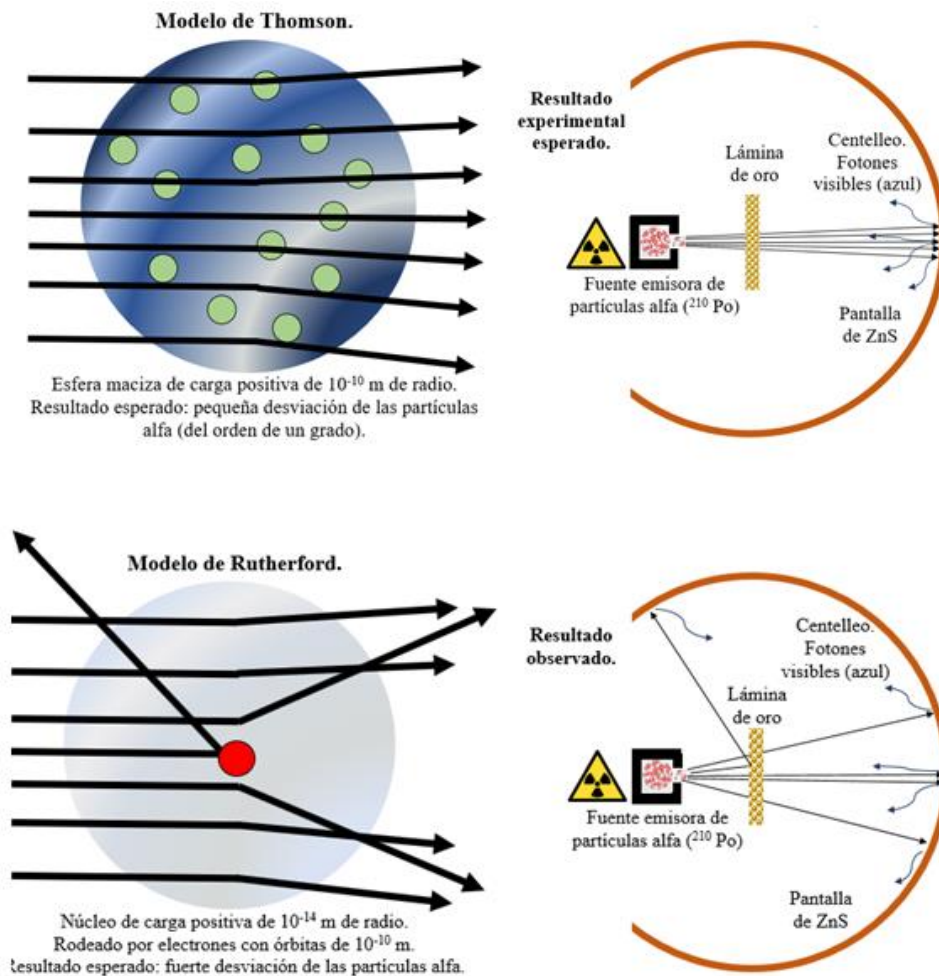


Figura 1.13. El experimento de Rutherford, Geiger y Marsden de dispersión de partículas α por una lámina de oro. La fuente de partículas α es un elemento radioactivo por ejemplo radio o polonio. Las desviaciones de las partículas α se determinan por los destellos que se producen en las pantallas de ZnS al ser impactadas por las partículas.

Geiger y Marsden midieron durante varios días con un resultado nulo. Al comentarle sus resultados, Rutherford sugirió mover las pantallas de ZnS para determinar si las partículas α se desviaban grandes ángulos con respecto a la dirección de incidencia. Geiger y Marsden volvieron al laboratorio y repitieron el experimento en estas condiciones. El resultado fue totalmente

inesperado: algunas de las partículas α eran dispersadas “hacia atrás” en dirección de la fuente (ver Figura 1.13), es decir, un ángulo de casi 180 grados. En palabras de Rutherford [Rutherford]:

[...] fue casi el evento más increíble que me sucedió en la vida. Casi tan increíble como que usted hubiera disparado un cañón de quince pulgadas contra un trozo de pañuelo desechable, rebotara y le pegara a usted [...].

Rutherford llegó a la conclusión que este resultado sólo era posible si prácticamente toda la masa del átomo está concentrada en un volumen extremadamente pequeño. En base a esto, propuso un nuevo modelo atómico en el cual toda la carga positiva, así como prácticamente toda la masa del átomo, está concentrada en su centro y rodeada por una nube de electrones. Esta nube de electrones es la que determina el tamaño del átomo (ver figura 1.14). En cierta forma, su modelo recuerda la propuesta de Nagaoka (en sus trabajos Rutherford menciona la inestimable contribución de Nagaoka a sus ideas). Rutherford calculó la distribución angular de las partículas α dispersadas en el marco de su propuesta y de esta manera contrastar sus resultados teóricos con los experimentales. Sus predicciones fueron ampliamente confirmadas por una serie de experimentos realizados en su laboratorio [Experimento Rutherford]. Es interesante comentar que el cálculo que había hecho de la distribución angular de las partículas α dispersadas se basaba exclusivamente en conceptos clásicos. Cálculos hechos utilizando mecánica cuántica arrojan el mismo resultado.

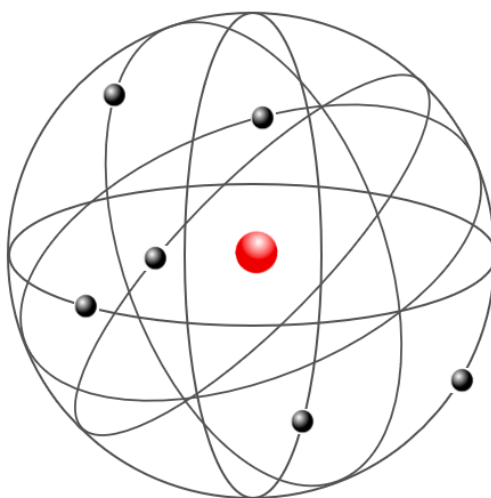


Figura 1.14. Modelo atómico de Rutherford. Toda la carga positiva y prácticamente toda la masa del átomo están concentradas en el núcleo central (en rojo) de radio del orden de 10^{-14} m y rodeado por electrones (esferas negras) que describen órbitas circulares alrededor del núcleo. La nube electrónica determina el tamaño del átomo (radio del orden 10^{-10} m). Los radios nuclear y atómico no están a escala.

Por lo tanto, Rutherford postula y demuestra la existencia de un núcleo atómico muy masivo y de radio del orden de 10^{-14} m. Si comparamos este valor con el radio atómico (10^{-10} m), podemos concluir que el átomo está “casi vacío”, con su masa y carga (positiva) concentradas en una región (núcleo) que tiene un radio que es una diez mil veces menor que el radio atómico

¿Qué tan vacío está el átomo? Podemos visualizar este punto si imaginamos que el tanto núcleo atómico y el Sol tienen un radio de un metro. En esta situación, el electrón más externo del oro estaría a casi 17,5 km del núcleo. En estas escalas, Plutón estaría a “sólo” 8,4 km del Sol (y la Tierra a 215 m del Sol), como se esquematiza en la figura 1.15. Es decir, en proporción, el átomo está “más vacío” que el sistema solar. El piso, las paredes de nuestras casas, la mesa donde apoyamos nuestra computadora, nuestros cuerpos, son esencialmente vacío. Si pudiéramos “pegar” los electrones a los núcleos y hacer que éstos se toquen entre sí, toda la humanidad cabría en el volumen de una manzana.

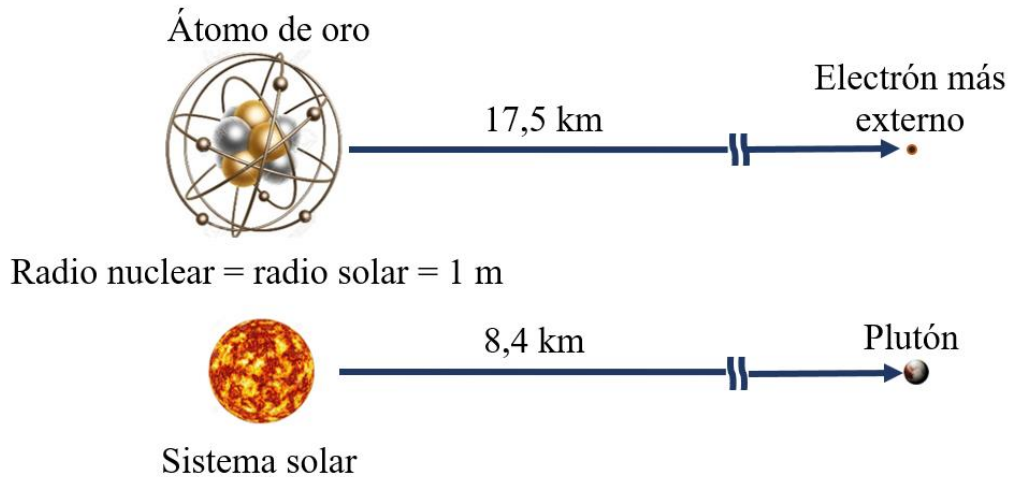


Figura 1.15. Comparación entre los tamaños de los núcleos y átomos con el sistema solar. En proporción, los electrones se encuentran más lejos del núcleo atómico que los planetas del Sol.

Espectros de emisión y absorción atómicos y las deficiencias del modelo de Rutherford

En el marco del modelo de Rutherford no podemos obtener demasiada información sobre los electrones, ya que no juegan un rol importante en los experimentos de dispersión antes descriptos. Podemos si decir que al menos algunos de ellos deben estar fuera del núcleo ya que el tamaño del átomo es mucho mayor que el del núcleo. Por lo tanto, el radio atómico debe quedar determinado por estos electrones. Se requería entonces más información de la distribución de los electrones en el átomo.

Los primeros indicios verdaderamente importantes que permitieron comenzar a develar la estructura atómica provenían del estudio de la emisión y absorción de luz por los átomos. De hecho, ya desde mediados de la década de 1850 se sabía, gracias a la teoría electromagnética de Maxwell, que la radiación es emitida y absorbida por cargas aceleradas. Esto sugería que para que el átomo pudiera emitir o absorber radiación electromagnética (la luz es sólo un caso particular) el átomo debía contener cargas en movimiento. Podía esperarse entonces que los patrones y las regularidades en las propiedades de la luz emitida o absorbida proporcionasen indicios sobre estas cargas. Los resultados de estos estudios fueron tan importantes para

desentrañar la estructura atómica que revisaremos su desarrollo con cierto detalle. Empecemos por los espectros de emisión.

Se sabía desde hacía mucho tiempo que se podía producir la emisión de luz por gases o vapores al excitarlos, ya sea calentando el gas a altas temperaturas, como cuando una sustancia volátil se pone en una llama, mediante una descarga eléctrica a través de un gas entre dos electrodos, o aplicando una corriente eléctrica continua en un gas a baja presión (un ejemplo de esto último son los letreros de neón). En 1752 Thomas Melvill realizó los primeros experimentos a fin de estudiar la luz emitida por gases excitados. En sus experimentos, exponía un elemento químico a una llama y, en sus propias palabras [Melvill], “... después de haber colocado un cartón con un agujero circular entre mi ojo y la llama [...], examiné la constitución de estas diferentes luces con un prisma” (Melvill, 1756, p. 33). Melvill conocía que el espectro de emisión de un sólido consistía en un continuo de colores, del violeta al rojo, como vimos anteriormente. Por el contrario, en el caso del gas compuesto por un único elemento, descubrió que el espectro de luz visible consistía sólo de algunos colores sobre un fondo oscuro. Posteriormente, se desarrolló y se generalizó uso de los *espectrómetros de rendija* [Young, Serway] para este tipo de estudios. En estos espectrómetros la luz a analizar se colima mediante una rendija y se hace incidir sobre una red de difracción (básicamente, una placa con un gran número de rendijas estrechas y paralelas separadas entre sí una misma distancia d). La luz difractada por la red de difracción se observa a ángulos que satisfacen la relación [Young, Serway]:

$$d \cdot \sin\theta = m \cdot \lambda. \quad (27)$$

m es un número entero y se denomina *orden*. Midiendo los ángulos a los que aparecen las imágenes de la rendija para cada orden se puede determinar la longitud de onda (o las longitudes de onda presentes) de la luz incidente sobre la red de difracción. Los resultados obtenidos fueron los mismos que los de Melvill: sólo se observan algunos colores en forma de líneas paralelas nítidas y aisladas. Cada “línea” es una imagen de la rendija colimadora del espectrómetro, desviada un ángulo que depende de la longitud de onda de la luz que forma esa imagen. Por esta razón, estos espectros se denominan *espectros de líneas*. Cada línea corresponde a una longitud de onda/frecuencia definida.

En conclusión, los experimentos de Melvill y los posteriores mostraron que la luz emitida por un gas es una mezcla de solo unos pocos colores definidos, lo que se refleja en un espectro de emisión que consiste en un conjunto de sólo algunas de longitudes de onda.

Melvill también observó que los espectros de emisión eran diferentes cuando se ponían diferentes sustancias en la llama. De hecho, el espectro de emisión es muy diferente para cada gas químicamente distinto y cada elemento emite su propio conjunto característico de líneas. Algunos gases o vapores tienen espectros de emisión relativamente simples, formados por unas pocas líneas en el visible. Otros presentan espectros muy complejos. A modo de ejemplo, el espectro de emisión del hidrógeno consiste en cuatro líneas en la región visible. En el otro extremo, el espectro de emisión del vapor de hierro está formado por unas 6.000 líneas brillantes sólo en el rango visible. Las líneas más intensas del espectro visible del vapor de sodio son un par de líneas amarillas brillantes de longitudes de onda 589 y 589,6 nm. Esta es la razón por la

cual una llama se vuelve amarilla cuando cualquier líquido que contenga sal cae sobre ella. De la misma forma, el bario emite en la región del verde claro, el Cu en el verde-azulado, el litio en el rojo intenso y el potasio en el violeta. Esto era bien conocido desde la antigüedad y fue aprovechado por los chinos para sus fuegos artificiales. Esta asociación color-elemento dio lugar a una técnica de identificación muy simple, la “prueba de llama”, que aún hoy es una práctica de laboratorio que se suele llevar a cabo en cursos iniciales de Química. Algunos ejemplos de espectros de emisión de elementos puros se muestran en la figura 1.16.

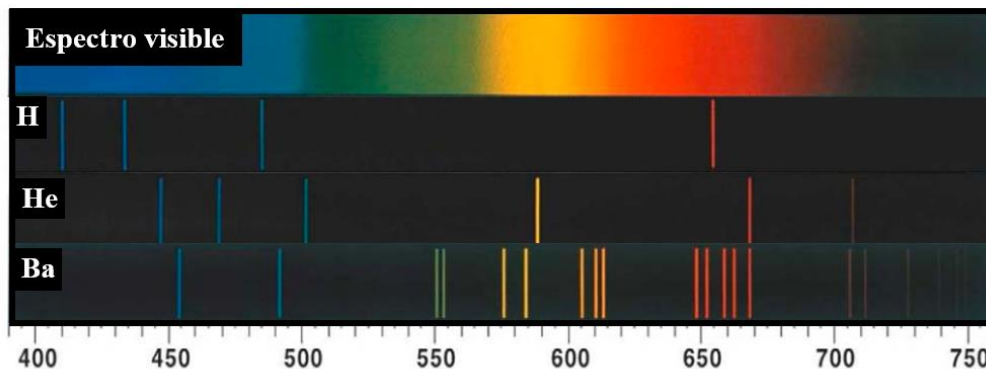


Figura 1.16. Espectros de emisión (en nm) del H, He y Ba. Fuente: carpeta de imágenes de Google de libre circulación.

En 1823, el astrónomo John Herschel sugirió que cada gas podía identificarse por su espectro de emisión. En otras palabras, el espectro de emisión es una huella dactilar de cada elemento. A partir de esta propuesta, a principios de la década de 1860, el físico Gustav R. Kirchhoff y el químico Robert W. Bunsen habían descubierto conjuntamente dos elementos nuevos (rubidio y cesio) al observar líneas de emisión no reportadas previamente en el espectro del vapor de agua con alto contenido mineral. Este fue sólo el primero de una serie de descubrimientos basados en los espectros de emisión.

Veamos que ocurre en el caso de los espectros de absorción. En 1802, William Wollaston observó en el espectro de la luz solar algo que antes había pasado inadvertido, siete líneas oscuras, bien definidas y espaciadas irregularmente en toda la extensión del espectro solar continuo. No pudo dar una explicación a estas líneas oscuras y no continuó el estudio. Doce años después, Joseph Fraunhofer, utilizando los mejores espectroscópicos disponibles en ese momento, encontró cientos de estas líneas oscuras en la región visible del espectro solar. A las líneas oscuras más prominentes, Fraunhofer le asignó las letras *A*, *B*, *C*, etc., nomenclatura que todavía hoy se usa para identificarlas (ver figura 1.17). Además del espectro solar, Fraunhofer estudió el espectro de varias estrellas brillantes. En ellos también encontró las líneas oscuras, muchas de las cuales (pero no todas) estaban en las mismas posiciones que las del espectro solar. Todos estos espectros se conocen como *espectros de líneas oscuras* o *espectros de absorción*. Aquí podríamos hacernos una pregunta ¿por qué hablamos de espectros de absorción de algo, estrellas en este caso, que emite luz? Como veremos inmediatamente, esto se debe a que las estrellas tienen capas gaseosas y la luz emitida desde su interior debe atravesarlas, siendo absorbida parte de la radiación emitida. Las líneas negras corresponden a las longitudes de onda que han sido absorbidas por estas capas gaseosas externas.

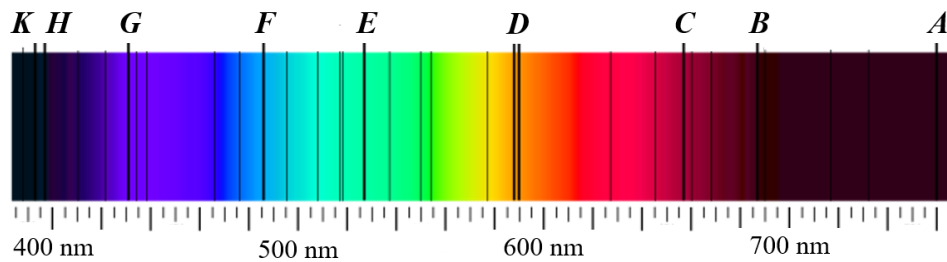


Figura 1.17. Espectro solar. Se indican las principales líneas de absorción, indicadas con la notación de Fraunhofer. Fuente: carpeta de imágenes de Google de libre circulación.

Hacia fines de la década de 1850 se sabía que la luz emitida por un sólido a altas temperaturas tiene asociada un espectro continuo que no presenta líneas oscuras. Esta radiación visible emitida por un sólido contiene todos los colores (todas las longitudes de onda en el rango visible), es una luz blanca. También se conocía que las dos líneas amarillas prominentes en el espectro de emisión del vapor de sodio (de 589 y 589,6 nm de longitud de onda) tenían las mismas longitudes de onda que dos de las líneas oscuras prominentes observadas en el espectro solar (las líneas *D*, ver la figura 1.17). En 1859, Kirchhoff llevó a cabo una serie de experimentos que condujeron a una mejor comprensión de los espectros de absorción y emisión de los gases. Kirchhoff hizo pasar la luz blanca emitida por un sólido a través de vapor de sodio a baja temperatura y a la luz emergente la analizó con un prisma. El espectro que observó tenía dos líneas oscuras prominentes en la misma posición que las líneas *D* del espectro solar. Por lo tanto, era razonable concluir que la luz del Sol también estaba pasando a través de una masa de gas de sodio. Esta fue la primera prueba de la composición química de la envoltura de gas alrededor del Sol.

El experimento de Kirchhoff se repitió con varios otros gases a bajas temperaturas colocados entre el sólido emisor y el prisma. El resultado fue que cada gas produce su propio conjunto característico de líneas oscuras. Evidentemente, cada gas absorbe luz de ciertas longitudes de onda. Además, Kirchhoff demostró que la longitud de onda de cada línea de absorción coincide con la longitud de onda de una línea brillante en el espectro de emisión del mismo gas (ver figura 1.18). Es decir, un gas puede absorber sólo luz de igual longitud de onda que la que emite.

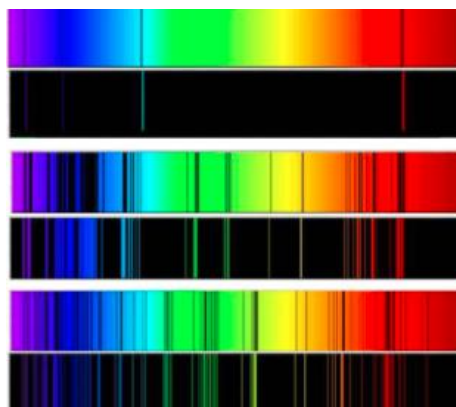


Figura 1.18: Espectros de absorción y emisión del hidrógeno (arriba), sodio (en medio) y calcio (abajo). Fuente: carpeta de imágenes de Google de libre circulación.

Cada una de las diversas líneas observadas en los espectros del Sol y otras estrellas se ha identificado con gases. Más aún, los espectros de absorción de cualquier estrella, aún los más complejos, pueden reproducirse empleando los elementos químicos existentes en nuestro planeta. Esto es realmente impresionante: las técnicas espectroscópicas demostraron que es posible conocer la composición química de objetos a distancias siderales, lo que hasta ese momento se creía, casi por definición, imposible. Otro resultado sorprendente para esa época fue que los elementos químicos presentes en el Sol y las estrellas lejanas son los mismos que los que se encuentran en la Tierra. Este resultado lleva a la conclusión que los procesos físicos que causan la absorción de luz en el átomo deben ser los mismos en las estrellas y en la Tierra. Galileo y Newton asumieron que la física terrestre y la celeste obedecen las mismas leyes. Aquí estaba una primera demostración.

De todos los espectros, el espectro de emisión del hidrógeno es especialmente interesante por razones históricas y teóricas. Como vimos en la figura 1.16 el hidrógeno presenta cuatro líneas espectrales en la región del visible: una en el rojo (longitud de onda de 656,3 nm), azul-verde (486.1 nm), azul-violeta (434,1 nm) y violeta (410,2 nm). A estas líneas se las denomina H_α , H_β , H_γ y H_δ , respectivamente. En 1885, Johann Jakob Balmer (un profesor suizo interesado en los acertijos numéricos y la numerología) encontró una fórmula simple que permitía calcular las longitudes de onda de, al menos, estas cuatro líneas, que eran las conocidas en ese momento. En notación moderna, esta fórmula, hoy conocida como *fórmula de Balmer* es:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (28)$$

R_H es una constante hoy conocida como *constante de Rydberg* en honor del espectroscopista J. R. Rydberg. Su valor es $1,0973732 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. n es un número entero, diferente para cada línea. Específicamente, para que la ecuación (28) reproduzca el valor observado para las longitudes de onda de las líneas del hidrógeno, $n = 3$ para la línea H_α , $n = 4$ para la H_β , $n = 5$ para la línea H_γ y $n = 6$ para la H_δ . A esta serie de líneas se la denominó *serie de Balmer*. La fórmula de Balmer funciona porque funciona, tras la sugerencia de Balmer no hay ninguna base física. Hubo que esperar 30 años más para comprender por qué la fórmula de Balmer funciona tan bien y por qué el hidrógeno emitía en longitudes de onda con esa regularidad tan simple.

Balmer fue más allá y se planteó la posibilidad que existieran otras series de líneas hasta ese momento desconocidas en el espectro del hidrógeno. Las longitudes de onda, en la mejor lógica numerológica, podrían obtenerse simplemente cambiando el 2^2 de su fórmula por 1^2 , 3^2 , 4^2 , etc. Es decir,

$$1/\lambda = R_H(1/1^2 - 1/n^2)$$

$$1/\lambda = R_H(1/3^2 - 1/n^2)$$

$$1/\lambda = R_H(1/4^2 - 1/n^2)$$

....

Cada una de estas ecuaciones describe una posible serie de líneas de emisión y pueden resumirse en una fórmula general:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (29)$$

donde n_f sería un número entero fijo para cada serie para la que se encuentren longitudes de onda (por ejemplo, $n_f = 2$ para todas las líneas de la serie visible). n_i son enteros que toman los valores $n_f + 1, n_f + 2, n_f + 3, \dots$ para las sucesivas líneas individuales en una serie dada (para la serie de Balmer, n_i toma los valores 3, 4, 5, y 6). La constante R_H debe tener el mismo valor para todas las series del hidrógeno. Tengamos en cuenta que esto era especulación pura, no hay nada que indique que deba existir ninguna otra serie, ninguna línea que se ajuste a la fórmula general, excepto la serie visible, la serie de Balmer, $n_f = 2$. Pero resultó que, cuando los científicos se pusieron a buscar estas líneas hipotéticas con buenos espectrómetros, se descubrió que ¡existen! En 1908, F. Paschen encontró dos líneas del hidrógeno en el infrarrojo. Sus longitudes de onda se correspondían con notable precisión a la fórmula general estableciendo $n_f = 3$ y $n_i = 4$ y 5. Desde entonces, se han identificado muchas otras líneas en esta *serie de Paschen*. Con técnicas y espectrómetros mejorados se pudieron explorar nuevas regiones del espectro. Así, se fueron agregando gradualmente otras series a las series de Balmer y de Paschen. Las series del espectro del hidrógeno descubiertas son las siguientes (entre paréntesis el año de descubrimiento):

Serie de Lyman (1906–1914) $n_f = 1, n_i = 2, 3, 4, \dots$ en el ultravioleta.

Serie de Balmer (1885) $n_f = 2, n_i = 3, 4, 5, \dots$ en el ultravioleta-visible.

Serie de Paschen (1908) $n_f = 3, n_i = 4, 5, 6, \dots$ en el infrarrojo.

Serie de Brackett (1922) $n_f = 4, n_i = 5, 6, 7, \dots$ en el infrarrojo.

Serie de Pfund (1924) $n_f = 5, n_i = 6, 7, 8, \dots$ en el infrarrojo.

Serie de Humphreys (1953) $n_f = 6, n_i = 7, 8, 9, \dots$ en el infrarrojo.

Balmer también especuló con la idea de que su fórmula para el espectro del hidrógeno pudiera ser un patrón para encontrar relaciones en los espectros de otros gases. La fórmula de Balmer en sí misma no funcionó directamente para describir espectros de gases distintos al hidrógeno. Pero sí inspiró fórmulas matemáticas similares que describieron con éxito el orden en regiones de muchos espectros complejos. La constante de Rydberg R_H “reapareció” en estas fórmulas empíricas. Sin embargo, y para sorpresa y desesperación de muchos, no se podía construir ningún modelo basado en la mecánica y el electromagnetismo clásico que diera cuenta de la física tras estas fórmulas. Obviamente, la emisión y absorción de luz de un átomo debe corresponder a una disminución y un aumento de la energía del átomo. Si los átomos de un elemento emiten luz de solo ciertas frecuencias, entonces la energía de los átomos debe poder cambiar solo en ciertas cantidades. Estos cambios de energía deben implicar una “reorganización” de los componentes del átomo.

¿Cómo se relaciona todo esto con el modelo de Rutherford? Si el proceso de emisión o absorción por un átomo está relacionado con cargas aceleradas, es obvio que estas cargas tienen que ser los electrones. Entonces, cualquier modelo para el átomo y sus electrones tiene que ser capaz de predecir estos espectros. En el modelo de Rutherford los electrones, con carga negativa, se mantienen ligados a distancias relativamente grandes del núcleo casi puntual con carga positiva pese a la atracción electrostática. En el marco de este modelo, los electrones (carga $-e$ y masa m) son atraídos hacia el núcleo (carga $+Ze$) por la fuerza de atracción coulombiana mientras describen una órbita circular de radio r con rapidez v . Entonces:

$$F_{elec} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z.e^2}{r^2} = m \cdot a_c = m \frac{v^2}{r} \quad (30)$$

De donde:

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z.e^2}{m.v^2} \quad (31)$$

En el marco de la Física Clásica el electrón puede tener cualquier rapidez, todas las órbitas están permitidas, mientras se cumpla la relación (31). Esto parece explicar el problema de la estabilidad de las órbitas electrónicas. Sin embargo, hay un serio problema, que ya habíamos mencionado. Un electrón que se mueve en una órbita circular está bajo el efecto de una aceleración, la centrípeta. Por lo tanto, dado que según el electromagnetismo clásico una carga acelerada emite radiación electromagnética, el electrón debería perder energía por radiación, disminuyendo su rapidez, lo que da lugar a una órbita en forma de espiral hacia el núcleo, emitiendo un continuo de frecuencias cada vez más altas a medida que el radio disminuye. Todo esto está en contradicción con los espectros visibles que presentan energías discretas. Se hacía imprescindible cambiar radicalmente el enfoque a la hora de construir un modelo de átomo viable.

El modelo atómico de Bohr

La reformulación del modelo atómico llevó a Bohr en 1913 a proponer que, si bien la idea de un átomo formado por un núcleo masivo con electrones moviéndose alrededor de él era esencialmente correcta, se debían agregar postulados adicionales [Bohr 1913; Weinberger 2014; Ford 2018]. El conjunto de postulados en la teoría de Bohr es [Tixaire]:

1. *Del movimiento de los electrones en el átomo.* Los electrones se mueven en órbitas circulares alrededor del núcleo bajo la influencia de la atracción coulombiana entre el electrón, de carga negativa y el núcleo de carga positiva. Cada una de estas órbitas obedece las leyes de la mecánica clásica.

2. *De las órbitas.* En lugar de las infinitas órbitas que admite la mecánica clásica (i.e., con el radio de la órbita tomando valores en los reales), los electrones en un átomo solo pueden moverse en órbitas tales que el módulo del momento angular L es un múltiplo entero de h :

$$L = mrv = \frac{nh}{2\pi} \quad (32)$$

3. *De la energía.* A pesar de tener carga eléctrica y estar acelerado, mientras se mueve en una órbita permitida, el electrón no irradia energía, violando las leyes del electromagnetismo clásico. En otras palabras, la energía total E del electrón en cada órbita se mantiene constante.

4. *De la absorción y emisión de radiación.* El electrón puede absorber/emitar radiación electromagnética pasando de una de las órbitas permitidas a otra órbita permitida con mayor/menor energía. La radiación emitida tiene una frecuencia dada por:

$$\nu = \frac{E_f - E_i}{h} \quad (33)$$

Siendo E_i y E_f los estados inicial y final. A esta energía emitida o absorbida se le asocia un *fotón*.

En este modelo, podemos pensar al átomo más como un edificio que como un sistema planetario. Los electrones tienen órbitas equivalentes a la planta baja y los pisos superiores. Un electrón puede estar en el estado de menor energía (la planta baja) o en unos de los pisos, pero nunca entre dos pisos. Se puede pasar de un piso al superior o viceversa adquiriendo o perdiendo energía.

Si volvemos a plantear que la fuerza de atracción coulombiana entre el núcleo y el electrón genera la órbita circular, pero agregando la condición de cuantización del momento angular, obtenemos que, para el caso del átomo de hidrógeno, las órbitas permitidas vienen dadas por [Serway, Young]:

$$r_n = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{\pi m} = r_0 n^2 \quad (34)$$

con $r_0 = 5,20 \times 10^{-11}$ m, el llamado *radio de Bohr*. La rapidez en cada órbita es:

$$v_n = \frac{e^2}{\epsilon_0 2nh} \quad (35)$$

para el estado $n = 1$, $r_1 = r_0$ y $v_1 = 2,19 \times 10^6$ m/s. Ésta es la máxima velocidad posible del electrón en el átomo de hidrógeno, y es menos del 1% de la rapidez de la luz, lo que muestra que las consideraciones relativistas no tienen importancia. Podemos calcular a partir de r y v la energía total del electrón, la cual viene dada por:

$$E_n = -\frac{me^4}{\epsilon_0^2 8n^2 h^2} = -13,606 \frac{1}{n^2} \text{ eV} \quad (36)$$

Y la energía asociada a la transición entre dos niveles de energía inicial i y final f es:

$$\Delta E_{f \rightarrow i} = h\nu = -13,606 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \text{ eV} \quad (37)$$

Considerando diferentes estados iniciales n_i y n_f , se puede determinar la frecuencia del fotón emitido o absorbido en dicha transición o la longitud de onda del fotón a partir de la relación $c=\lambda\nu$, siendo c la velocidad del fotón, igual a la velocidad de la luz (ver Figura 1.19). Los resultados predichos para estas frecuencias por el modelo de Bohr están en excelente acuerdo con las líneas observadas en los espectros de emisión y absorción del hidrógeno. La energía de ionización del átomo de H es la necesaria para retirar el electrón por completo, lo que corresponde a una transición del nivel fundamental ($n = 1$) a un radio de órbita infinitamente grande. Usando el modelo de Bohr se obtiene una energía de ionización de 13,606 eV. Esta energía también puede medirse en forma directa, y el resultado es 13,600 eV (concordancia dentro del 0,1%).

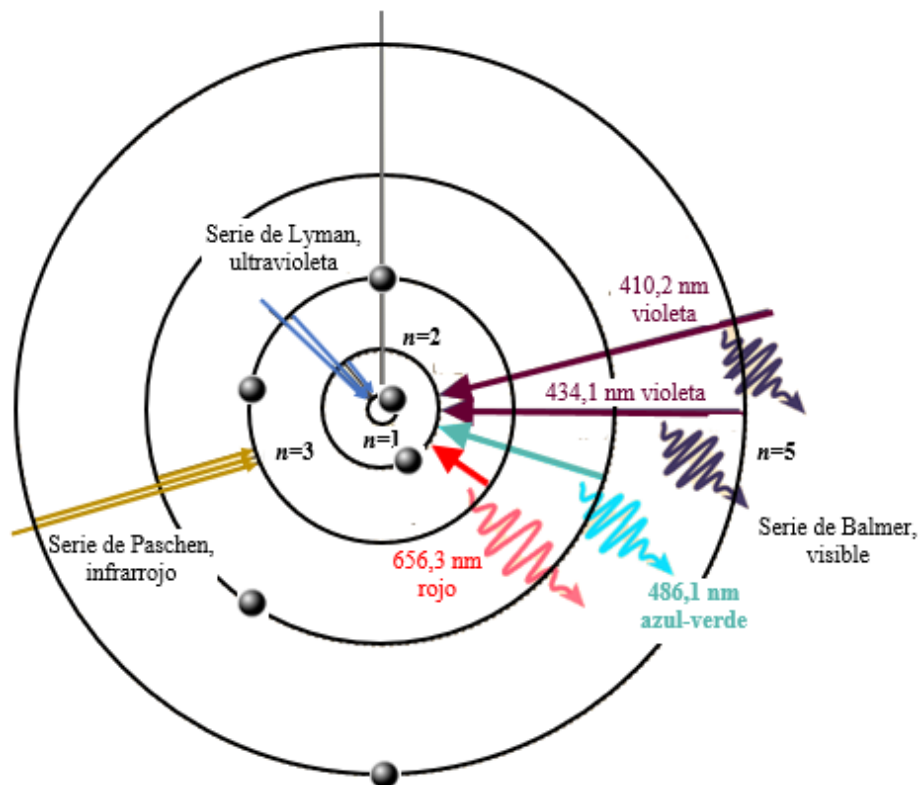


Figura 1.19. Modelo atómico de Bohr. Se indican algunas de las órbitas caracterizadas por el número cuántico n_i y la longitud de onda de los fotones emitidos en algunas transiciones, que están en muy buen acuerdo con las determinadas experimentalmente.

Dado que el núcleo es mucho más masivo que el electrón, en su modelo original Bohr supuso el núcleo estaba en reposo. Esto es una muy buena aproximación, pero se puede mejorar si trabajamos con la masa reducida del sistema electrón – núcleo, en vez de la masa del electrón. La masa reducida de este sistema es $M_r=(m.M)/(m+M)=0,99946m$ (M es la masa del núcleo y m

la del electrón). Reemplazando la masa del electrón por la masa reducida en las ecuaciones anteriores, los resultados están aún en mejor acuerdo con los experimentos.

Adelantándonos a lo que discutiremos más adelante, otro éxito del modelo de Bohr fue la predicción del *deuterio*, también llamado *hidrógeno pesado*. En este átomo, el núcleo no está formado por un protón, sino por un protón y un neutrón enlazados para formar un cuerpo compuesto llamado *deuterón*. Trabajando con la masa reducida M_r del sistema electrón-deuterón, el modelo de Bohr predice que las energías son proporcionales a M_r , mientras que todas las longitudes de onda son inversamente proporcionales a M_r . De esta forma, las longitudes de onda del espectro del deuterio deberían ser las del hidrógeno divididas entre $(0,99973m)/(0,99946m)=1,00027$, siendo $0,99973m$ la masa reducida del deuterón. Este desplazamiento de longitud de onda en el caso del deuterio es un efecto pequeño pero medible y condujo al científico estadounidense Harold Urey a descubrir el deuterio en 1932, un logro que le valió el Premio Nobel de Química en 1934.

Otro éxito del modelo fue la explicación hecha por Moseley entre 1913 y 1914 de los espectros característicos de rayos X. La idea se basaba en que, contrario al caso de los espectros ópticos, que se originan en transiciones de electrones de valencia (transiciones que implican unos pocos eV), los rayos X característicos de un elemento son emitidos en transiciones que implican las capas *internas* de átomos pesados. Estos electrones están mucho más fuertemente enlazados que los de valencia, dando lugar a transiciones que implican cientos o miles de eV.

El argumento de Moseley fue bastante sencillo. Cuando un electrón golpea el cátodo, transfiere su energía a un electrón de una capa profunda, supongamos la capa con $n = 1$ (en la notación espectroscópica se la denomina capa *K*) de un átomo del blanco. Este electrón es entonces “llevado” a uno de los niveles de energía más alta no ocupado o es directamente eyectado del átomo. Como resultado de este proceso, queda un hueco electrónico en la capa *K*. Si un electrón de, supongamos, la capa $n = 2$ (capa *L*) saltara de esta capa a la *K*, se produce la emisión de un fotón cuya energía es igual a la diferencia de energía entre las capas *K* y *L* (E_K y E_L , respectivamente), o sea $\Delta E=(E_L - E_K)=h\nu=hc/\lambda$ (ver figura 1.20).

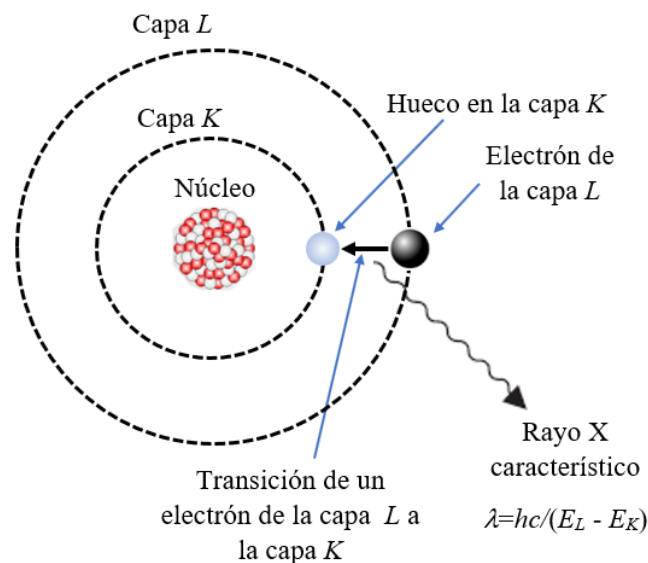


Figura 1.20. Mecanismo de generación de rayos X característicos.

El hueco en la capa K también puede llenarse con un electrón proveniente de la capa M o la N , suponiendo que estuvieran ocupadas. Esto da lugar a que el espectro de rayos X de muchos elementos presente una serie de líneas, llamada la serie K , formada por líneas denominadas líneas K_α , K_β , K_γ , K_δ , etc. También hay otras series de líneas de rayos X (series L , M y N) que se producen después de la eyección de electrones de las capas L , M y N , como se esquematiza en la figura 1.21. Es importante resaltar que la diferencia de energía entre los niveles L y K es significativamente mayor que entre los niveles M y L . Por tanto, las líneas K corresponden a fotones X de alta energía, longitudes de onda cortas. Las diferencias de energías entre los niveles aumentan regularmente con el número atómico debido al aumento de carga del núcleo. Por esta razón, la radiación de las series K tiene lugar a longitudes de onda más corta para los elementos más pesados. Es importante señalar que para todos los elementos excepto los más ligeros, las longitudes de onda de las líneas de rayos X características son independientes del estado físico y químico del elemento, ya que la transición responsable de estas líneas implica electrones que no intervienen en el enlace químico. Así, la posición de las líneas K es la misma independientemente de si el blanco es el metal puro o su óxido.

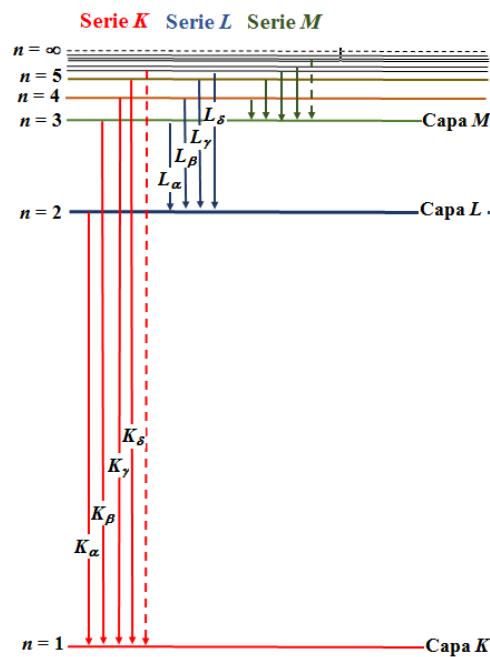


Figura 1.21. Diagrama parcial de niveles de energía que muestra las transiciones que dan lugar a la emisión de los rayos X característicos de un elemento. Este esquema está basado en el esquema de niveles de energía predichos por el modelo de Bohr.

Es claro que para determinar la energía de cada rayo X emitido por un elemento, es necesario conocer con precisión la estructura de niveles del átomo considerado. Hasta aquí tratamos el caso del átomo de hidrógeno, y debemos ir a átomos pesados, con muchos electrones. Sin embargo, podemos usar el modelo de Bohr para el átomo de hidrógeno junto a dos conceptos adicionales para un primer cálculo de la energía de los rayos X emitidos por un elemento pesado. El primer concepto es el *principio de exclusión*, introducido por Pauli en 1925. Este principio

establece que una vez que el estado electrónico está completamente especificado a través de sus números cuánticos sólo un electrón puede estar en dicho estado. En otras palabras, no se puede tener dos electrones en un átomo en el mismo estado. Las partículas que cumplen el principio de exclusión, como es el caso de los electrones, se denominan *fermiones*. El segundo concepto es el de *apantallamiento*. En la capa *K* sólo pueden colocarse dos electrones sin violar el principio de exclusión. Al eyectar un electrón, sólo queda uno en esta capa. Supongamos nuevamente que un electrón de la capa *L* llena el hueco en la capa *K*. Este electrón “siente” la atracción de los *Z* protones del núcleo apantallados por el electrón restante en la capa *K*. Es decir, el campo eléctrico que al que está sometido el electrón de la capa *L* equivale al generado por una carga positiva de magnitud $(Z - 1)e$ (se puede demostrar que el efecto de los electrones externos sobre este campo eléctrico es muy pequeño). Usando el modelo de Bohr:

$$E_{n=2} = -\frac{(Z-1)^2}{2^2} 13,6 \text{ eV} = -3,4(Z - 1)^2 \text{ eV} \quad (38)$$

$$E_{n=1} = -\frac{(Z-1)^2}{1^2} 13,6 \text{ eV} = -13,6(Z - 1)^2 \text{ eV} \quad (39)$$

La diferencia de energía en transición del estado $n = 2$ al estado $n = 1$ es:

$$\Delta E_{2-1} = 10,2(Z - 1)^2 \text{ eV} \quad (40)$$

Que es la Ley de Moseley. En este caso tenemos la energía de la línea K_α . Reemplazando $n = 2$ por $n = 3, 4, \dots$ se pueden obtener expresiones similares para $K_\beta, K_\gamma, K_\delta$. Similarmente, se pueden obtener expresiones para las series *L, M, N* (ver Figuras 1.21 y 1.22).

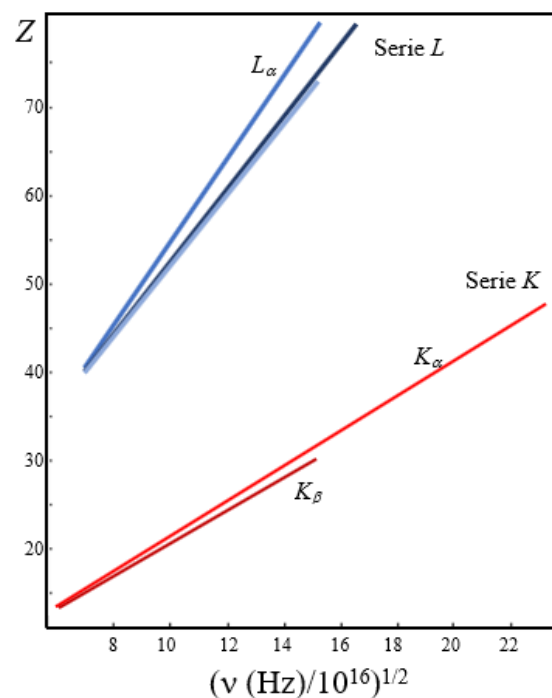


Figura 1.22. Gráfica de Moseley de rayos X característicos (adaptada de los datos originales de Moseley, H. G. J. Moseley en *Philos. Mag.* 6, 27, 703, 1914).

Más allá de su éxito, el modelo de Bohr generó tantas dudas como las que resolvió. Podemos citar:

- Combinó elementos de la Física Clásica con postulados nuevos que eran inconsistentes con estas ideas.
- Si bien se puede ampliar el modelo de Bohr a otros átomos de un electrón como, por ejemplo, el helio simplemente ionizado (He^+) o el litio doblemente ionizado (Li^{2+}), no tuvieron éxito los intentos de modelar átomos con dos o más electrones.
- Un electrón que se mueve en una de las órbitas circulares de Bohr forma un circuito de corriente, y debería entonces producir un momento magnético. Sin embargo, un átomo de hidrógeno en su nivel fundamental no tiene momento magnético debido a su movimiento orbital.
- No explica algunos efectos que se observan en los espectros de absorción y emisión del hidrógeno, como por ejemplo el desdoblamiento en varias componentes de líneas espectrales cuando el átomo se coloca en un campo magnético (efecto Zeeman).

El modelo de Bohr para el átomo, que admitía únicamente órbitas circulares, fue generalizado por Sommerfeld en 1916 [Eckert]. Para ello desarrolló un modelo que esencialmente coincide con el de Bohr, pues supone un núcleo positivo y al electrón orbitando a su alrededor sometido al potencial coulombiano de interacción. La primera modificación introducida por Sommerfeld al modelo de Bohr consistió en suponer que la órbita del electrón puede ser elíptica. Una circunferencia se describe mediante su radio. Para describir una elipse hay que dar dos parámetros: semieje mayor y semieje menor, además de la orientación espacial de la misma. Con esto introdujo dos números cuánticos más. Además, en órbitas elípticas, al igual que sucede con los planetas alrededor del Sol, hay posiciones en la órbita en que el electrón está más cerca, y en otras, más lejano al núcleo y por lo tanto su velocidad es diferente en cada punto de su órbita.

La segunda modificación principal que hizo Sommerfeld fue añadir efectos relativistas al modelo atómico de Bohr. Esta corrección se originó en resultados que indicaban que algunos electrones podían tener velocidades cercanas a la de la luz.

Con estas correcciones, para cada órbita circular del modelo de Bohr, caracterizadas por una energía E_n y un radio r_n , el modelo de Sommerfeld proporciona un conjunto de órbitas elípticas con igual semieje mayor, pero con diferentes excentricidades. Estas órbitas van a tener la misma energía, pero van a dar lugar a desdoblamientos al introducir las correcciones relativistas, que les asociarán energías ligeramente diferentes, algo esperable dado del buen acuerdo del modelo de Bohr con los experimentos. La mayor complejidad del modelo de Sommerfeld, que introduce números cuánticos adicionales, permite explicar efectos que no podían describirse con el modelo de Bohr como por ejemplo la denominada “estructura fina” del átomo de hidrógeno y, en algunos casos, el efecto Zeeman.

Más allá de las mejores, el modelo de Sommerfeld sigue combinando de manera arbitraria aspectos clásicos con aspectos cuánticos, sólo es aplicable a los átomos con un electrón y algunos casos como el Li^{2+} , pero no es útil en el caso de átomos con dos o más electrones. Y si bien permitió calcular las energías de los niveles permitidos y la de la radiación emitida o

absorbida en las transiciones entre estados, no daba información sobre las mismas (por ejemplo, el tiempo involucrado en estas transiciones).

Para resolver correctamente el átomo de hidrógeno (y los átomos con más de un electrón), se debió esperar hasta el año 1925, cuando Pauli introdujo el principio de exclusión y el concepto de espín. El espín puede entenderse como el impulso angular intrínseco de cada partícula y para el caso de los electrones toma el valor $\pm(1/2)(h/2\pi)$. Con estos nuevos conceptos la teoría atómica fue reinterpretada en el marco de la mecánica cuántica a través de la ecuación de Schrödinger, permitiendo finalmente obtener una interpretación adecuada de la compleja estructura de los niveles atómicos, por ende, de los espectros de absorción y emisión y de los espectros de rayos X.

Isótopos

Sabemos que los átomos pueden ser ionizados. Es decir, es posible “arrancar” uno o varios de sus electrones. En este proceso se forman átomos cargados positivamente que reciben el nombre de “iones positivos” (cationes), con carga $+e$. Ya mencionamos que podemos acelerar los electrones. Obviamente, también podemos acelerar los cationes mediante campos eléctricos y, mediante combinaciones de campos eléctricos y magnéticos, seleccionar aquellos con una dada velocidad. De esta forma se puede determinar la relación q/m de cada anión. Si suponemos que los átomos están simplemente ionizados y si los postulados de Dalton (y Demócrito) son correctos, debemos encontrar siempre el mismo valor de $+e/M$ (M es la masa del anión) para todos los iones de un dado elemento de número atómico Z . Las masas de todos los átomos de un dado elemento deben ser idénticas.

Para estudiar y determinar las masas de diferentes iones se emplearon (y se emplean) técnicas similares a las utilizadas por Thomson en su experimento para determinar la relación e/m del electrón. En particular, en 1919 Francis Aston, un alumno de J. J. Thomson, desarrolló el primero de una familia de instrumentos denominados *espectrómetros de masas*. Una de las variantes del espectrómetro de masas, construida por Bainbridge, se muestra en la Figura 1.23. En este diseño, los iones positivos son acelerados y luego pasan por un colimador para formar un haz estrecho. Después, se mueven a través de un selector de velocidad con campos eléctricos y magnéticos cruzados, como ya se describió, para seleccionar sólo aquellos con rapidez $v = E/B$. Por último, estos iones ingresan en una región donde hay un campo magnético de intensidad B_0 y perpendicular a velocidad de los iones (ver la Figura 1.23). De esta manera, los iones describen trayectorias circulares de radio R , que viene dado por:

$$R = Mv/qB_0 = \frac{ME}{qBB_0} \quad (26)$$

La forma en que se obtiene esta expresión para el radio de la trayectoria en el caso del espectrómetro de masas de Bainbridge se puede encontrar en [Serway, Young]. Notemos entonces que iones con masas diferentes golpean al detector (que en el diseño de Bainbridge es una placa fotográfica) en diferentes puntos. Midiendo R , y dado que E , B , B_0 y q son conocidos

(recordemos que supusimos que cada ion perdió un electrón, por lo que la carga neta de cada ion es simplemente e), podemos determinar la masa M del ion en estudio. De hecho, se calibra el espectrómetro de manera que el radio de curvatura del haz indique directamente la masa en u.

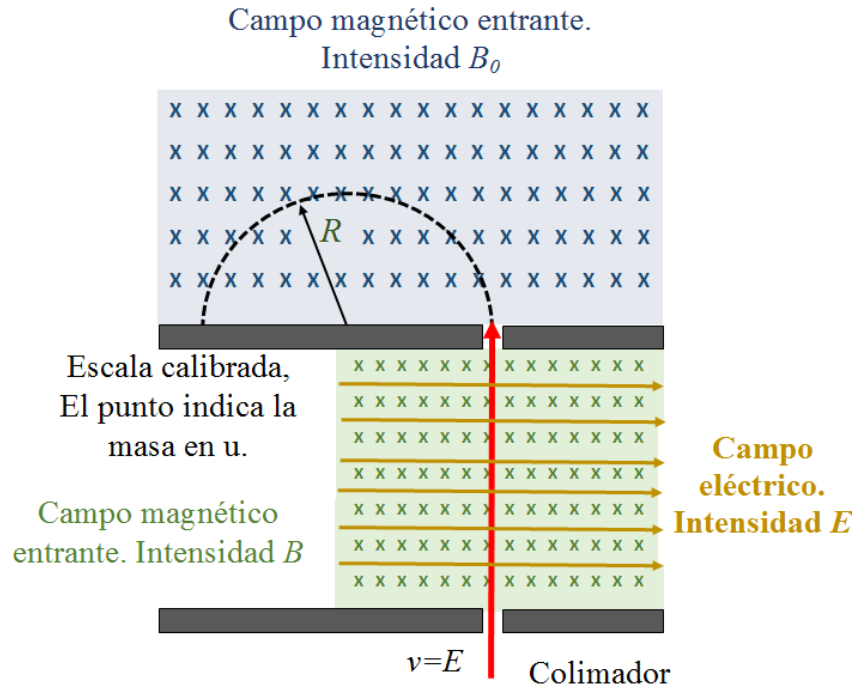


Figura 1.23. Espectrómetro de masas de Bainbridge. Los iones (carga positiva) son aceleradas, atraviesan un selector de velocidades y finalmente ingresan en una región donde existe un campo magnético uniforme B_0 . Bajo la influencia de este campo magnético los iones describen una trayectoria circular, impactando en una película fotográfica. El punto de impacto indica la masa M del ion en u.

J. J. Thomson fue quien comenzó a realizar este tipo de experimentos a partir de 1913 para el caso del neón simplemente ionizado. Si el modelo de Dalton fuera correcto, deberíamos obtener que todos los iones de un mismo elemento describen la misma trayectoria, ya que son idénticos. Sin embargo, observó dos radios de curvatura distintos, correspondiente a masas de aproximadamente 20 u y 22 u. Los valores actuales de estas masas son 19,9924401759(20) u y 21,991385109(20) u. En esta discusión, por simplicidad y claridad, nos quedaremos con los valores aproximados por el número entero. Recordemos también que la masa del electrón es del orden de $5,510^{-4}$ u (los electrones representan menos del 0.05% de la masa del átomo). Por lo cual, podemos aproximar la masa medida a la masa del núcleo. Experimentos con otros elementos arrojan resultados similares. Por ejemplo, para el caso de oxígeno simplemente ionizado en lugar de un radio se encuentran tres que corresponden a masas de 16, 17 y 18 u (15,9949146221(15) u, 16,99913150(22) u y 17,9991604(9) u). En el caso de un elemento más pesado como el zinc se obtienen cinco radios que corresponden a 64, 66, 67, 68 y 70 u (63,9291466(18) u, 65,9260368(16) u, 66,9271309(17) u, 67,9248476(17) u y 69,925325(4)). Para el hidrógeno se obtiene una órbita que corresponde a 1 u (1,0078250321(4) u) y una segunda que corresponde a una masa de 2 u (2,0141017780(4) u). Existen casos en que se

observa una única órbita. Por ejemplo, en el caso del sodio se obtiene únicamente una masa de 23 u (22,98976967(23) u) y para el oro de 197 u (196,966552(3) u) [Masas].

Resulta evidente entonces que no todos los átomos de un mismo elemento son idénticos, ya que pueden tener diferentes masas. La propiedad que es común a todos los átomos de un elemento y que permite clasificarlo con un nombre químico según el criterio de Mendeleiev es la carga (positiva) del núcleo, Z , es decir, el número atómico y no la masa del átomo, M . Por lo tanto, se debe desechar otro de los postulados de Dalton y Demócrito: los átomos no son indivisibles, eternos e inmutables y, además, que átomos de un mismo elemento no necesariamente son idénticos.

También resulta de los experimentos mencionados (y otros muchos más que abarcan a todos los elementos de la tabla periódica) que no cualquier valor de masa es posible: sólo múltiplos casi enteros de 1 u están “permitidos”. Estos valores enteros están agrupados alrededor del peso atómico relativo que se determina en forma química. Los átomos que tienen las mismas propiedades químicas, es decir el mismo Z , pero distinta masa se denominan *isótopos*. Podemos introducir aquí el número de masa A como el número entero más cercano a la masa de un isótopo en u. Así, para el neón ($Z=10$) tendremos dos isótopos con $A=20$ y $A=22$. Para el oxígeno ($Z=8$) sus isótopos tendrán números de masa 16, 17 y 18. Veremos que A es el número de partículas en el núcleo. La fracción de cada isótopo de un elemento se llama *abundancia relativa* o *abundancia isotópica*. En el caso del neón las abundancias relativas de los isótopos con masa 20 y 22 u son 90,5% y 9,2% (existe un tercer isótopo, con masa de 21 u y una fracción relativa de 0,3%). Para el oxígeno las fracciones relativas para los isótopos con $A=16$, 17 y 18 son 99,762, 0,038 % y 0,200%, respectivamente. Para el hidrógeno, el isótopo con $A=2$ tiene una fracción relativa de 0,015% [Masas].

Hacia el interior de los núcleos

Luego de los experimentos que llevaron al descubrimiento del núcleo en 1911, Rutherford decidió seguir adelante para tratar de entender la estructura, composición y estabilidad nuclear. En particular, Rutherford y Marsden continuaron realizando experimentos de dispersión de partículas α por núcleos ligeros. En este camino, Rutherford sufrió dos contratiempos importantes. En el año 1914 Marsden aceptó un puesto de profesor en Nueva Zelanda, por lo que Rutherford debió proseguir solo y luego, en agosto, estalló la Primera Guerra Mundial (durante los años en que se desarrolló la Gran Guerra Rutherford trabajó en el desarrollo de métodos acústicos de detección de submarinos, quedándole poco tiempo para los núcleos y las partículas α). Recién en 1919 Rutherford pudo volver a los misterios del átomo y el núcleo. De estos estudios surgieron cuatro artículos que se publicaron en *Philosophical Magazine* [Rutherford núcleo]. En estos artículos se describen una serie de experimentos en los que se bombardearon distintos gases ligeros (hidrógeno, nitrógeno y oxígeno) con partículas α provenientes de un isótopo del polonio (Po). Las partículas α emitidas por el Po tienen una energía cinética de 7,687 MeV y Rutherford había determinado que la distancia que recorren en línea recta en aire antes de perder toda su energía (alcance) es de 7 cm. Luego de esto, colocó

el Po en una ampolla con hidrógeno. Cuando las partículas α se movían en hidrógeno, los detectores centelladores de Rutherford mostraban alcances de 7 cm y también de unos 30 cm. Si consideramos que las colisiones entre las partículas α y los núcleos de hidrógeno son elásticas y planteamos la conservación del momento y de la energía se puede demostrar que las partículas con un alcance 30 cm corresponden a núcleos de hidrógenos que ganan energía en el proceso de colisión.

En el caso en que el Po se colocaba en una atmósfera de nitrógeno (N_2), también observaba señales de núcleos de hidrógeno, pero ahora con un alcance de 40 cm, es decir, los núcleos de hidrógeno adquirirían una energía mayor que la que tenían en el caso del choque elástico con los núcleos de hidrógeno. Lo que estaba ocurriendo era lo que hoy se conoce como *reacción nuclear*: como consecuencia del bombardeo, los núcleos de nitrógeno incorporan la partícula α , formando lo que se conoce como *núcleo compuesto*, que luego decae (se parte) en un núcleo de oxígeno y un núcleo de hidrógeno, éste último con una energía cinética de 6,4 MeV, suficiente para que su rango sea de 40 cm. Un desarrollo muy simple de estos experimentos y su análisis se puede encontrar en [Torres].

Rutherford concluyó que los núcleos de hidrógeno debían provenir del N_2 , que por lo tanto debía contenerlos y sugirió que el núcleo de hidrógeno, que para la época se sabía que su número atómico era 1 (1,007276466583(15) u en realidad), debía ser una partícula fundamental. Este resultado, junto al hecho que todas las masas isotópicas son casi múltiplos enteros de 1 u parece indicar que los núcleos de todos los átomos están de alguna manera compuestos por núcleos de hidrógeno, cuya carga es igual a la del electrón en magnitud, pero positiva.

Por lo tanto, Rutherford realiza la primera exploración del núcleo y demuestra que en el interior de éste hay una partícula fundamental, núcleos de hidrógeno. Es decir, encuentra el primer componente del núcleo, al que posteriormente (en 1920), se denominó *protón* (la palabra protón proviene del griego y significa “primero”). Además, en su experimento Rutherford encontró que algunos átomos de nitrógeno se “transformaban” cuando las partículas α chocaban con ellos, convirtiéndose en átomos de oxígeno. Había demostrado la transmutación de los elementos y cumplido el viejo sueño de los alquimistas.

Establecida la existencia de los protones, inmediatamente surgió una dificultad obvia y que mostraba que había aún muchas preguntas por responder. El problema era: la carga positiva de un núcleo es igual a la carga negativa total de los electrones de dicho átomo. El núcleo contiene tantos protones como electrones tiene el átomo (para mantener la neutralidad eléctrica del mismo). Entonces, ¿por qué los protones se mantienen fuertemente unidos dentro del núcleo? Las únicas dos fuerzas fundamentales de la naturaleza conocidas hasta ese momento eran la fuerza electromagnética y la gravitatoria. La primera actúa de manera de hacer que las cargas positivas se separen entre sí y, a escala nuclear, esta repulsión es muy intensa (recordar la dependencia de la fuerza de repulsión electrostática con $1/r^2$, siendo r la separación entre las cargas, que es en este caso menor a 10^{-14} m) mientras que la segunda es muy débil como para compensar la repulsión y mantenerlas unidas. Por lo tanto, se llegó a la conclusión que debía existir una tercera fuerza fundamental que mantiene al núcleo unido. Discutiremos brevemente esta fuerza más adelante y con un poco más en detalle en el próximo capítulo. Aquí nos

centraremos en estudiar de qué están compuestos los núcleos atómicos y cómo se avanzó en su conocimiento.

En un primer intento se trató de describir los núcleos de A arbitrario a partir de las partículas conocidas hasta el momento (protones y electrones). Dado que la masa del protón es aproximadamente 1 u, que el electrón tiene una masa 1850 menor que la del protón y que las masas atómicas son números aproximadamente enteros de la masa del protón, se podía suponer que los núcleos están formados sólo por protones. Así, por ejemplo, los isótopos del oxígeno de número másico $A = 16, 17$ y 18 estarían formados por 16, 17 y 18 protones, respectivamente. Pero esto no es posible, ya que todos los átomos de oxígeno deben tener el mismo número atómico Z , por lo cual los tres deben tener la misma carga nuclear lo que evidentemente no es posible con la suposición anterior. Modelo descartado.

Una posible solución para este problema es suponer entonces que además de protones puede haber electrones en el núcleo. Parecía plausible, entonces, considerar que el átomo consistía en un núcleo formado por A protones y $(A-Z)$ electrones más Z electrones adicionales fuera del núcleo para obtener como resultado un átomo eléctricamente neutro. En este modelo, los electrones nucleares actuaban como un “cemento nuclear”. De esta forma, un átomo de oxígeno de masa 16 u tendría un núcleo con 16 protones y 8 electrones, con 8 electrones adicionales fuera del núcleo. Similarmente el núcleo de oxígeno con $A=17$ estaría formado por 17 protones y 9 electrones, y el de $A=18$ tendría 18 protones y 10 electrones, siempre con 8 electrones adicionales fuera del núcleo. Este modelo del núcleo se conoce como la *hipótesis protón-electrón de la composición nuclear* y en cierta forma implicaba la vuelta al modelo del budín con pasas de Thomson (el budín era mucho más pequeño que en la propuesta original). Con esta nueva hipótesis el inconveniente de la carga se soluciona, la masa es la correcta y podemos argumentar que la repulsión protón-protón es compensada por la atracción protón-electrón. Además, la hipótesis protón-electrón parecía ser coherente con la emisión de partículas α y β por los átomos de las sustancias radioactivas. En efecto, al incluir electrones en el núcleo la explicación de la desintegración β no era un problema: cuando el núcleo alcanza un estado determinado simplemente expulsa uno de sus electrones. También parecía razonable que se pudiera formar una partícula α en el núcleo mediante la combinación de cuatro protones y dos electrones. Una partícula α podría existir en el núcleo, o formarse en el instante de la emisión.

Aunque la hipótesis protón-electrón era satisfactoria en varios aspectos, nuevos problemas fueron surgiendo. En 1925 se sabía que los protones, al igual que los electrones, tenían un espín $1/2$ [Young, Serway]. El espín total de un sistema de muchas partículas de espín $1/2$ deber ser entonces un número semientero si el número de partículas es impar. Si tomamos el caso del nitrógeno ($Z=7$) con $A=14$, su núcleo debería contener 14 protones y 7 electrones. 21 partículas en su interior en el marco de la hipótesis protón-electrón. Por lo tanto, el espín de dicho núcleo debería ser un número semientero. Sin embargo, los estudios llevados a cabo por Franco Rasetti en el *Institute of Technology* de California en 1929 mostraban que el isótopo del nitrógeno con $A=14$ tiene un espín total entero (cero), es decir, correspondía a un número par de partículas en el núcleo [Rasetti, Goodstein]. Este ya es un argumento fuerte contra el modelo protón-electrón del núcleo [Rasetti2].

Otro argumento en contra del modelo protón-electrón del núcleo estaba basado en experimentos realizados entre 1900 y 1914. En el año 1900, Pierre y Marie Skłodowska-Curie midieron la carga eléctrica de los rayos β y encontraron que era negativa. Dos años después, Walter Kaufmann finalizó una serie de experimentos destinados a medir la masa de los β , concluyendo que era igual (dentro del margen de error) a la de los electrones. Desde ese momento, se aceptó que la radiación β consistía en electrones emitidos por las sustancias radioactivas. En 1913, Niels Bohr argumentó que dichos electrones debían provenir del núcleo atómico y no de las órbitas electrónicas del átomo [Bohr 1913]. Caracterizada la radiación β , la siguiente cuestión que se planteó fue qué energía tenían los electrones que la componían. Tras los trabajos iniciales de Otto Hahn y Lise Meitner, el primer gran paso en esta dirección lo dio James Chadwick en 1914 [Chadwick 1914]. Por aquella época, Chadwick trabajaba en Berlín bajo la supervisión de Hans Geiger, por lo que resultó natural que decidiera utilizar sus contadores para medir con precisión la energía de los electrones emitidos en los procesos β . Chadwick demostró que en lugar de tener una energía determinada (como ocurría con las radiaciones α y γ), la radiación β presentaba una distribución continua en la que los electrones podían tener cualquier energía entre cero y un valor máximo. Hay que destacar que este descubrimiento fue la culminación de un largo proceso de investigación experimental en el que intervinieron numerosos físicos.

El hecho que el espectro de energía de la radiación β fuera continuo implicaba un problema profundo. Si la transición observada era una desintegración del núcleo original a otro núcleo y un electrón, como bien resaltó Lise Meitner, se trataría de un proceso de dos cuerpos, proceso para el cual las leyes de conservación de la energía y el momento lineal implicaban una energía fija bien determinada para el electrón emitido. Por lo tanto, el espectro continuo en la desintegración β no tenía ningún sentido en este marco. La propia Meitner planteó la hipótesis que los electrones radiaban parte de su energía al salir del campo eléctrico del núcleo o al entrar al detector, lo cual explicaría que, pese a ser emitidos siempre con la misma energía, presentarían un espectro continuo al ser detectados. Experimentos empleando técnicas calorimétricas capaces de determinar la energía total emitida en la reacción llevados a cabo por Charles Drummond Ellis y William Wooster en 1927 descartaron esta hipótesis. La conclusión era clara: los electrones producidos en la desintegración β tienen un espectro continuo, y eso parecía atentar contra la mismísima ley de conservación de la energía. Algo estaba fallando o faltando en este modelo nuclear.

Por si fuera poco, el desarrollo de la mecánica cuántica también contribuyó a descartar el modelo electrón-protón. Una de las dificultades más serias surgía del principio de incerteza de Heisenberg y de la teoría de la relatividad de Einstein: el confinamiento de un electrón en una región del tamaño del núcleo daría lugar a situaciones en que la velocidad del electrón sería mayor que la velocidad de la luz, lo que no es posible según la teoría de la relatividad especial.

Esta era la situación cuando, en 1930, se comenzó a realizar una serie de experimentos que consistían en bombardear elementos como boro, litio o berilio con partículas α . Trabajando en Alemania, Walther Bothe y Herbert Becker encontraron en 1930 que cuando las muestras, sobre todo el berilio, eran bombardeadas con partículas α emitidas por el polonio, se emitían radiaciones particularmente penetrantes [Bothe y Becker]. La hipótesis inicial fue que se trataba

de rayos γ ya que, además de su alto poder de penetración en la materia, la radiación emitida no tenía carga eléctrica. Sin embargo, eran mucho más penetrantes que los rayos γ conocidos hasta ese momento (esta radiación atravesaba el plomo). Del estudio de la interacción de esta nueva y desconocida radiación con la materia se obtuvo que la energía de estas emisiones era del orden de 10 MeV, mucho mayor que la de los rayos γ observados previamente.

Dado el interés que despertó el descubrimiento de Bothe y Becker, numerosos grupos de investigación de diferentes países se volcaron al estudio de esta radiación. Entre ellos estaban los físicos franceses Frédéric Joliot e Irène Curie (hija de Marie y Pierre Curie). El matrimonio Joliot-Curie encontró que esta radiación aún desconocida emitida por el berilio al interactuar con parafina u otros compuestos de hidrógeno producía un gran número de protones [Curie-Joliot]. Calcularon que la energía de estos protones era de unos 5 MeV. A partir de las leyes de conservación del momento lineal y la energía llegaron a la conclusión de que la energía que debía tener esta radiación para transferir 5 MeV a un protón en una colisión tendría que ser del orden de 50 MeV si fueran rayos γ . Pero 50 MeV es cinco veces la energía que se había medido para la radiación del berilio. Además, la cantidad de protones producidos era mucho mayor que la predicha asumiendo que la radiación consistía en fotones γ . Estas discrepancias (entre los resultados de dos conjuntos de experimentos y entre la teoría y el experimento) dejaron a la comunidad científica ante un dilema mayor. O había que concluir que los principios de conservación del momento y de la energía no se aplicaban a las colisiones entre la nueva radiación y los protones de la parafina, o había que buscar otro modelo que diera cuenta de la radiación emitida por el berilio: asumir la naturaleza corpuscular de dicha radiación. Como la primera hipótesis contradecía las leyes de la Física, se optó por la segunda.

En una serie de experimentos realizados en 1932 [Navarro Vives], James Chadwick demostró que los resultados experimentales se podían explicar si se suponía que la nueva radiación estaba compuesta por partículas neutras con una masa aproximadamente igual a la del protón [Chadwick 1932, 1933, 1935]. Esta partícula neutra y pesada recibió el nombre de neutrón (neutro, sin carga). Se puede entender el hecho de que el neutrón sea “tan efectivo” en arrancar protones de la parafina (u otros compuestos de hidrógeno) haciendo la comparación con una colisión entre bolas de billar. Cuando una de éstas choca frontalmente contra otra en reposo, como ambas bolas tienen la misma masa, luego de la colisión la bola inicialmente en reposo sale eyectada con toda la energía de la bola incidente mientras que esta última queda en reposo. El valor más preciso para la masa del neutrón es $1,674.92729(28) \times 10^{-27}$ kg o $1,0086649156(6)$ u. En el mismo año Dimitri Ivanenko [Ivanenko 1932] sugirió que los neutrones eran partículas de espín 1/2 que existían en el núcleo y que no existen electrones en el mismo. Werner Heisenberg también postuló que los neutrones pueden ser parte del núcleo, y no así los electrones.

Chadwick recibió el premio Nobel de Física del año 1935 por el descubrimiento del neutrón. Chadwick, descubridor del neutrón, fue alumno de Rutherford, que como vimos descubrió el núcleo atómico y el protón. Rutherford a su vez fue alumno de Thomson, descubridor del electrón. De los científicos que mencionamos en esta sección, Werner Heisenberg recibió el Nobel de Física en 1932 por sus aportes a la creación de la mecánica cuántica. Los esposos Joliot-Curie fueron galardonados con el Premio Nobel de Química de 1935 por sus trabajos en la síntesis de nuevos elementos radioactivos. Walther Bothe recibió el Nobel de Física de 1937 por el desarrollo

del método de coincidencias y Otto Hahn el Nobel de Química de 1944 por su descubrimiento de la fisión de núcleos pesados. Quien nunca recibió el reconocimiento que merecía fue Lise Meitner y, al día de hoy, apenas se la conoce. Sus aportes a la física fueron fruto de su amplio conocimiento de la teoría y el manejo de los experimentos y la capacidad para analizarlos y son comparables a las de Marie Skłodowska-Curie en química o a las de Emmy Noether en matemáticas. Su vida fue marcada por la discriminación y el descrédito. Su trabajo pionero en la fisión nuclear es escasamente mencionado y, cuando su nombre aparece, únicamente se habla de su contribución a la Física Nuclear y de manera marginal. Al igual que otras mujeres en ciencia, pareciera que su nombre fuera a desvanecerse. Su oposición a la aplicación de la fisión nuclear con fines bélicos le valió el título de *la física que nunca perdió su humanidad* (fue el único científico que rehusó colaborar en el proyecto Manhattan, ya que se negaba a aplicar sus conocimientos para el desarrollo de armas, pese a que nivel personal le hubiera representado una gran oportunidad). Veintinueve años después, el elemento químico 109 fue nombrado meitnerio en su honor. Un resumen de la vida de Lise Meitner y los obstáculos que debió enfrentar en su carrera se puede leer en [Meitner1, Meitner2].

El descubrimiento del neutrón hizo posible formular una descripción consistente del núcleo atómico: el mismo está compuesto por protones y neutrones (denominados nucleones). Así, por ejemplo, el núcleo de oxígeno con $A=16$ está compuesto por ocho protones y ocho neutrones. Los ocho protones dan cuenta de la carga nuclear $+8e$ del oxígeno. Los ocho neutrones proporcionan las 8 u de masa adicionales. De la misma forma, los isótopos de oxígeno con $A=17$ y $A=18$ tienen 9 y 10 neutrones, respectivamente. De esta manera es posible reformular la definición de isótopos: son aquellos núcleos que tienen el mismo número de protones, pero difieren en el número de neutrones. Notemos también que la descripción del núcleo en término de protones y neutrones permite resolver el problema relacionado con el espín nuclear. En el caso del nitrógeno con $A=14$ hay 7 protones y 7 neutrones, es decir un total de 14 partículas de espín $1/2$ (no 21 como predecía el modelo protón electrón), lo que hace que el espín total sea un número entero de veces $1/2$, en perfecto acuerdo con el valor cero que se observa experimentalmente.

Sin embargo, el nuevo modelo del núcleo traía consigo algunos problemas importantes que debían ser resueltos. El modelo anterior, que incluía electrones como "pegamento nuclear", explicaba por qué los protones, todos con la misma carga positiva, se mantenían unidos. Con el modelo que incluye el neutrón, no había explicación alguna respecto a la forma en que un núcleo se mantiene unido. Se necesitaba una teoría nueva de la interacción entre las partículas que componen el núcleo (*nucleones*) para conservar el modelo protón-neutrón del núcleo. Además. Si no había electrones en el núcleo, ¿cómo podía éste eyectarlos en el proceso de emisión β ? Por último, había que explicar el espectro de energía continuo que presentaban las partículas β emitidas.

Las dudas y problemas que presentaba la teoría se fueron resolviendo gradualmente. Empecemos por la forma en que el núcleo se mantenía unido. Rutherford, en 1920, ya postulaba qué en el núcleo, además de protones, debía haber partículas sin carga eléctrica. En una conferencia dictada ante la *Royal Society* ese año afirmó que los protones y las partículas neutras debían ejercerse fuerzas atractivas de una nueva naturaleza (no podía ser de tipo

electromagnético, ya que involucra partículas sin carga) y de gran intensidad para explicar la estabilidad del núcleo a pesar de la repulsión eléctrica entre los protones. Esta hipótesis era compatible con el hecho de que la masa del átomo de hidrógeno es aproximadamente la suma de las masas del electrón y el protón, pero la masa de todos los demás átomos es mayor que la suma de las masas de sus protones más sus electrones. Para ejemplificar la magnitud de la fuerza con la que se repelen dos protones a la distancia que están en un núcleo (una diez billonésima de centímetro), esta es del orden de 240 N, fuerza suficiente para elevar un cuerpo de unos 24 kg de masa. Parece poco, pero estamos tratando con protones, cuya masa es del orden de 10^{-27} kg y la atracción gravitatoria entre ellos es 10^{36} veces menor que esta nueva fuerza. A esta fuerza, que debe contrarrestar la repulsión coulombiana entre protones y mantener unido al núcleo, se la denomina *fuerza nuclear fuerte*. Esta fuerza debe sumarse a la gravitatoria y la electromagnética como una de las fuerzas fundamentales de la naturaleza. La pregunta es: ¿habrá que considerar alguna otra fuerza adicional? Ya lo veremos.

Para dar cuenta de la fuerza nuclear fuerte, podemos comenzar mencionando algunas características generales que debe cumplir. Desde el punto de vista de la Física Atómica, esta fuerza no juega ningún rol (no es necesario considerar una nueva fuerza a escala atómica, la electromagnética es suficiente para dar cuenta de los enlaces entre átomos y moléculas), lo que indica que la fuerza nuclear fuerte sólo es importante a distancias nucleares, es decir, debe ser de corto (o muy corto) alcance. Además, si bien debe mantener unidos a los protones, a muy corta distancia tiene que predominar la repulsión coulombiana. Otras evidencias imponían más restricciones sobre la fuerza nuclear fuerte.

El físico japonés Hideki Yukawa, basado en una propuesta hecha en 1930 por Ambartsumian e Ivanenko y que puede considerarse la piedra basal de la teoría cuántica de campos [Ivanenko 1930], introdujo en 1935 la noción de *campo nuclear* para describir la interacción entre nucleones, en el mismo sentido en que las ecuaciones de Maxwell describen la interacción entre partículas cargadas con el campo electromagnético. La teoría de campo introduce la idea de la interacción a distancia entre partículas (nucleones en este caso) a partir del intercambio de algún tipo de partícula mediadora. En 1932, Heisenberg ya había sugerido la existencia de un campo de fuerza que unía los nucleones vía el intercambio de electrones (recordar que por ese entonces todavía se creía que había electrones en el núcleo). Estas teorías de campo y partícula intermediaria involucran conceptos matemáticos muy elaborados que escapan al alcance de este libro, por lo cual trataremos de describir de manera elemental y brevemente las ideas básicas.

El ejemplo más conocido y paradigmático de una de estas teorías de campo es la teoría cuántica del electromagnetismo, en la cual la partícula mediadora de la interacción es el fotón, partícula de masa nula y que viaja a la velocidad de la luz. Yukawa advirtió que existe una relación inversa entre el alcance de la fuerza a describir y la masa de la partícula mediadora. Por ejemplo, el campo electromagnético es de largo alcance (infinito), por lo que la masa del fotón resulta ser cero. Siendo la fuerza nuclear de corto alcance, Yukawa dedujo que la partícula mediadora debería tener una cierta masa.

Para entender la propuesta de Yukawa, debemos remontarnos al año 1927, cuando Heisenberg propuso el principio de incerteza [Serway, Young]. Este principio enuncia que cuanto

mayor sea la precisión con que conozcamos el momento lineal de una partícula, con menor precisión podremos conocer simultáneamente su posición [Young, Serway]:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar. \quad (27)$$

En 1930 Einstein extendió el principio de indeterminación al caso de la medición de la energía y el tiempo. La energía de un sistema también tiene una incertidumbre inherente ΔE que depende del intervalo de tiempo Δt durante el cual el sistema permanece en un determinado estado. Un sistema que permanece en un estado metaestable durante un tiempo muy largo (Δt grande) puede tener una energía muy bien definida (ΔE pequeña), pero si permanece en un estado durante corto tiempo, la incertidumbre en la energía debe ser proporcionalmente mayor.

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (28)$$

Basado en esta versión del principio de incerteza, en 1934 Yukawa analizó las propiedades que debería tener la partícula mediadora. De este análisis determino que, si la partícula mediadora fuera el electrón, dada su masa su alcance sería unas cien veces mayor al requerido para las fuerzas nucleares. En 1935 logró describir la partícula intermediaria con precisión. Ésta sólo podría existir por unos 5×10^{-24} s, tiempo suficiente para que pueda “viajar” de un protón a otro, pero no más allá del núcleo del átomo. La energía necesaria para la existencia de esta partícula en ese periodo de tiempo se determina del principio de incerteza y es del orden de $1,25 \times 10^8$ eV, lo que equivale a una partícula con una masa de 250 veces la del electrón [Yukawa]. Originalmente, Yukawa se refirió a estas partículas como “pesadas”. Luego se propusieron nombres como *yukón* y *mesón* (por poseer una masa intermedia entre la del electrón y el protón, del griego meso, medio), perdurando este último.

A partir de la propuesta hubo varios intentos de detectar la partícula predicha por Yukawa. En 1947, experimentando con rayos cósmicos en Bolivia, la partícula fue detectada por Cecil Frank Powell y sus colaboradores Giuseppe Occhialini, H. Muirhead y el físico brasileño César Lattes [Lattes]. La partícula fue llamada *mesón- π* o simplemente *pion*. Powell fue galardonado con el Premio Nobel de Física en 1950 por su desarrollo del método fotográfico para estudiar procesos nucleares y el descubrimiento del pion, quedando sin un reconocimiento equivalente sus colaboradores.

La teoría de Yukawa explica el origen de la fuerza nuclear a partir del intercambio de piones. Los piones en realidad forman una familia de tres miembros: pion positivo, π^+ , pion negativo, π^- y pion neutro π^0 . Los piones descubiertos por Powell y sus colaboradores (el pion positivo y el negativo) explican el intercambio entre un neutrón y un protón. Por conservación de la carga, cuando un neutrón interactúa con un protón, el intercambio de piones cargados transforma al neutrón en protón y viceversa. Sin embargo, la interacción entre dos protones o dos neutrones sólo puede ocurrir a través del intercambio de mesones neutros. Las primeras evidencias de la existencia de piones neutros fueron reportadas por R. Bjorklund, W. E. Crandall, B. J. Moyer y H. F. York, como resultado de experimentos realizados en 1949 en Berkeley, California [Bjorklund]. La masa de los piones neutros es ligeramente menor que la de los piones cargados. Los piones neutros fueron las primeras partículas elementales “producidas” en aceleradores y no, como

hasta entonces, asociadas a la radiación cósmica. A pesar de lo fundamental de su descubrimiento, el trabajo de Bjorklund y sus colaboradores es relativamente poco conocido.

El potencial clásico asociado a la fuerza nuclear fuerte propuesto por Yukawa tiene la forma:

$$V(r) = -g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}, \quad (29)$$

donde g es una constante de acoplamiento, un equivalente a la carga eléctrica, y μ es proporcional a la masa del pion. El término exponencial negativo hace que el potencial vaya rápidamente a cero con r , cumpliéndose así el requisito que sea de corto alcance. En otras palabras, el potencial nuclear es de corto alcance debido al que la partícula intermediaria tiene masa. En función de los valores de g y μ , en una cierta región pueden competir la exponencial y el término $1/r$, dando lugar a un pozo de potencial. Cuando un potencial tiene un pozo en alguna región significa que se pueden formar estados ligados entre las partículas sujetas a esa interacción [Serway, Young], dando lugar a que los protones y neutrones puedan formar núcleos. Si intentamos acercar mucho los protones en el núcleo, aparece una zona en la que el potencial crece rápidamente, se hace positivo, y eso implica que hay una fuerte repulsión. Así que si tenemos protones en el núcleo e intentan acercarse demasiado aparece la repulsión por sus cargas y los vuelve a situar a la distancia de equilibrio. Si tienden a alejarse, la fuerza nuclear fuerte actúa en forma atractiva, haciendo que retornen al punto de equilibrio.

Vayamos al segundo problema, entender la desintegración β . ¿Por qué si medimos la energía de los electrones emitidos por el núcleo obtenemos un espectro continuo cuando en este proceso de dos cuerpos las leyes de conservación de la energía y el momento lineal implican una energía bien determinada para la partícula β ? Este problema concentró buena parte de la atención de los físicos del momento, dando lugar a diferentes explicaciones. Podemos destacar entre ellas la propuesta de Niels Bohr, quien propuso que la energía no se conservaba en los procesos nucleares individuales, siendo su “aparente” conservación a escala macroscópica un efecto estadístico. Pero la conservación de la energía no era el único problema. ¿Cómo entender que los electrones no puedan estar confinados en el núcleo, pero emerjan del mismo en la desintegración β ? Con respecto a este último punto Heisenberg contaba la siguiente anécdota, que sirve muy bien como analogía. Estaban un día él y sus asistentes discutiendo este problema mientras tomaban un café enfrente de una piscina cubierta. El movimiento de gente que entraba y salía del natatorio sugirió a Heisenberg un posible nuevo enfoque del problema: Ves a la gente entrando en el edificio completamente vestida, y la ves salir completamente vestida. ¿Pero significa eso que también nadan completamente vestidas? O sea, ves electrones que salen del núcleo y, en otras ocasiones, ves electrones que son capturados por el núcleo, pero eso no significa que permanezcan como electrones mientras están en el núcleo. Quizás los electrones se creasen en el proceso de emisión desde el núcleo. Era necesario un modelo completamente nuevo.

La solución al problema fue bastante sencilla. La idea fue de Wolfgang Pauli, quien notó que la dificultad para entender el espectro continuo de los electrones β se originaba a que se asumía que el proceso de desintegración se pensaba como un problema de dos cuerpos. Pero ¿y si

hubiera una tercera partícula que no se detecta involucrada en el proceso? En ese caso los electrones tendrían que compartir su energía con dicha partícula, la energía disponible del proceso se distribuye entre el electrón y esta partícula “fantasma” en forma aleatoria, dando lugar a un espectro continuo de energía de las partículas β . Pauli presentó su idea en una conferencia, a la que no pudo asistir, celebrada en Tübingen, Alemania, en 1930. En su lugar envió una famosa carta, sobre todo por su comienzo: "Queridos señoras y señores radioactivos" [Brown]. Una copia de la carta de Pauli, así como el texto completo de la misma en inglés, se puede encontrar en [Pauli]. En su carta (enviada personalmente a Lise Meitner el 4 de diciembre de 1930), Pauli planteaba la existencia de una nueva partícula que se emitía en el decaimiento β y sugirió que era más ligera que un electrón, sin carga eléctrica, y que no interactúa fácilmente con la materia, hecho por lo cual no se la detectaba en los experimentos realizados hasta el momento. A esta partícula se la bautizó con el nombre de *neutrino* (en realidad, el nombre neutrino, en italiano pequeño neutro, fue introducido por Edoardo Amaldi y popularizado por Enrico Fermi en 1931. El nombre original propuesto por Pauli era neutrón, no confundir con la partícula hoy conocida con ese nombre y descubierta dos años después). Basado en esta idea, Francis Perrin sugirió que los neutrinos son partículas nucleares, que se crean durante el decaimiento β y que los electrones no existen en el núcleo como tal [Perrin 1933, Perrin 1934, Fermi 1934a, Chadwick 1934].

A estas propuestas de Pauli y Perrin se sumó la teoría publicada por Fermi en 1934 [Fermi 1934b]. La misma explicaba, con una sólida base teórica, cómo el núcleo emitía partículas que no existían en su interior. Su idea para resolver el problema era extremadamente sencilla: si el electrón no podía estar dentro del núcleo quizá simplemente *no lo estaba* y la desintegración β no consistía en que un electrón “escapara” del núcleo, sino en que el electrón era creado *a partir de lo que había en el núcleo* y luego era emitido. Experimentalmente, lo que se observa es que el núcleo pierde una carga negativa y eyecta un electrón, perdiendo algo de masa en el proceso. En la teoría de Fermi los neutrones podían transformarse en protones creando un electrón y un neutrino, de forma tal que la carga se conservara. De esta forma lograba explicar los cambios que tenían lugar en el núcleo y la emisión de electrones en la desintegración β sin necesidad de recurrir a electrones nucleares. Además, el neutrino se “llevaría” la energía que falta en los experimentos. Comparando los resultados experimentales para las curvas de energía de los electrones emitidos en la desintegración β , concluyó que la masa del neutrino debía ser cero o extraordinariamente pequeña comparada con la del electrón.

Propuesta la teoría, había que ponerla a prueba. Había que encontrar a los neutrinos. Lo cual no era sencillo. En palabras de H. Bethe and R. Peierls “... *se debe concluir que no hay forma práctica de observar al neutrino*” [Bethe-Peierls]. Sin embargo, había una posibilidad. La teoría de Fermi permitía entender la desintegración β como un neutrón que se transforma en un protón, creándose en el proceso un electrón y un neutrino. La teoría daba lugar también al proceso inverso: si se bombardea un protón con un electrón y un neutrino el protón se debería poder convertir en un neutrón (la situación no es tan simple ya que la teoría cuántica de campos permite otro tipo de procesos, que no vienen al caso a los intereses de este capítulo). Entonces, una posible forma de detectar los neutrinos es observar la transformación de protones en neutrones a partir de este bombardeo. A mediados de los años 1930 todo esto era especulativo: una

partícula hipotética, un fantasma, bombardear con estas partículas hipotéticas protones y que éstos emitieran su carga. Parecía ciencia ficción. Sin embargo, veintidós años después eso era precisamente lo que se iba a hacer y confirmar así la teoría de Fermi y la existencia de los neutrinos.

A principios de los años 50 Frederick Reines y Clyde Cowan, dos físicos del *Laboratorio Nacional de Los Álamos*, en Estados Unidos, estaban preparados para realizar el experimento. Un breve cálculo revelaba que la transformación del protón era muy improbable: la mayoría de los neutrinos “atravesarían” el protón sin interactuar, y por eso Reines y Cowan necesitaban grandes cantidades de neutrinos. Una forma obvia era emplear grandes cantidades de elementos radioactivos emisores β y así aprovechar los neutrinos emitidos en dichos decaimientos. Trabajando en el laboratorio de Los Álamos, sus opciones eran dos: bombas nucleares o reactores nucleares. Durante un breve periodo consideraron la primera opción. Literalmente, colocar su experimento “debajo” de una bomba nuclear. Pero finalmente optaron por condiciones más controladas y decidieron instalarlo cerca del reactor nuclear de Savannah River, en Carolina del Sur. Al cabo de unos meses confirmaron que estaban viendo de forma regular varios neutrinos por hora [Reines, Reines 1956, Reines1995, Cowan].

Así el neutrino hizo su entrada en la física [neutrino1, neutrino 2, neutrino3, neutrino4, neutrino5] ¿Cómo es que un protón se transforma en un neutrón? Lo veremos más adelante, pero mencionaremos que en este proceso está involucrada una cuarta fuerza fundamental de la naturaleza: la *fuerza nuclear débil*.

Una vez más, allá por 1956, parecía que se había logrado entender definitivamente la estructura de la materia. Con los fotones, electrones, protones, neutrones, piones y positrones (partícula con la misma masa y carga, pero signo opuesto que el electrón. El positrón es lo que se denomina la *antipartícula* del electrón) descubiertos y la certeza de la existencia del neutrino, todo parecía tener explicación y orden. Sin embargo, este escenario casi perfecto, fue sólo el fin de una etapa, la etapa nuclear, de la búsqueda de lo elemental.

El positrón. La primera de las antipartículas en ser postulada. Y en ser encontrada

Volvamos a 1932. Con el descubrimiento del neutrón y el protón, conocemos los constituyentes básicos del núcleo atómico. Si agregamos al electrón y el fotón, tenemos la impresión de haber, por fin, establecido la estructura básica de los átomos ¿Serían estos todos los bloques elementales de la materia? Para agosto de ese año esta pregunta tuvo una respuesta con el descubrimiento de la primera antipartícula, el *positrón*. El positrón es una partícula con la misma masa que el electrón y con la misma carga, pero positiva. La interacción entre un positrón y un electrón da lugar a la aniquilación de ambas partículas, produciéndose en este proceso dos fotones de igual energía, 511 keV cada uno, lo que equivale a la masa del par electrón-positrón.

La “versión oficial” que podemos leer en los libros de Física es que Dirac predijo el positrón (antielectrón según lo denominó Dirac) en 1931 y Anderson lo descubrió un año más tarde,

recibiendo el primero el Premio Nobel de Física en 1933 y el segundo el de 1936. Sin embargo, la historia no es tan simple ni tan lineal (ver “*Did Dirac predict the positron?*” de Graham Farmelo [Farmelo]).

Hacia 1927 Dirac había propuesto una teoría que daba lugar a su famosa ecuación de onda relativista de la mecánica cuántica (la ecuación de Dirac). Esta teoría permite obtener una descripción de las partículas con masa de espín 1/2 (por ejemplo, el electrón) en forma absolutamente consistente con los principios de la mecánica cuántica y de la teoría de la relatividad especial, explicando en forma natural el espín y, como veremos, la existencia de las antipartículas. La teoría, que fue publicada en febrero de 1928 [Dirac 1928], predecía estados de energía negativos, y pronto fue claro que no había manera de eliminar estos niveles de energía negativos para un electrón libre. Recién en 1929 Dirac encontró una posible solución [Dirac 1929]. Dirac demostró que los estados de energía negativa son imposibles de evitar y que corresponden a “electrones” que se mueven como si tuvieran carga positiva y afirma estos “electrones con carga positiva” no son protones. En el mismo trabajo propone la idea del “mar de Dirac”. En su teoría, el vacío es un conjunto infinito de partículas con energía negativa en el que puede haber “huecos” que se mueven como si fueran partículas de carga positiva, con energía positiva y concluye que, como las únicas partículas que han sido observadas con carga positiva son los protones, los huecos deben ser los protones. Sin embargo, su propuesta tenía muchos problemas, el más grave ¿por qué los protones y los electrones tienen diferente masa? Para 1931 era insostenible afirmar que los huecos son los protones, por lo que Dirac decidió arriesgarse y se atrevió a proponer que se trataba de nuevas partículas aún no descubiertas a las que llamó “antielectrones”. Afirmó que no se podría observar a los antielectrones ya que el tiempo de recombinación y aniquilación con los electrones es extremadamente corto y sólo se podrían producir en condiciones de alto vacío. Hay historiadores que opinan que Dirac consideraba que los antielectrones sí podían ser observados en los experimentos. Esto se desprende de charlas sobre mecánica cuántica dictadas por Dirac en 1931 en la Universidad de Princeton en las que afirmó que los anti-electrones no eran una ficción matemática y debería ser posible detectarlos. Casi cuatro décadas después, Murray Gell-Mann le preguntó a Dirac por qué no predijo en su momento la existencia de las antipartículas e instó a los físicos experimentales a tratar de encontrarlas; su lacónica respuesta es muy famosa: “por pura cobardía”. Lo que sí es seguro es que ni Dirac ni ningún otro físico de la época propuso que los antielectrones podían ser observados en los rayos cósmicos. Y, sin embargo, de allí provino la evidencia experimental para confirmar su existencia.

En 1930, Millikan decidió montar un experimento para estudiar la naturaleza de los rayos cósmicos. Para dirigir este proyecto, Millikan escogió a Carl David Anderson. El montaje del experimento tomó más de un año, al cabo del cual se empezaron a tomar fotografías, día y noche, cada quince segundos. El primer análisis de los resultados fue publicado en 1931. En su artículo, Anderson describía la aparición de varios tipos de radiación que podían ser interpretados como protones, núcleos más pesados y electrones [Anderson 1931]. Por su mayor penetrabilidad y la marcada curvatura de sus trayectorias, los electrones podían ser identificados con gran facilidad en sus fotografías [Anderson 1931].

El 2 de agosto de 1932 tomó una intrigante fotografía de rayos cósmicos, en las cuales se observaban trayectorias muy similares a las de los electrones, pero con una curvatura “incorrecta”. Estas trayectorias correspondían a una partícula que, luego de atravesar una placa de plomo, se frenaba en la cámara de niebla como si se tratara de un electrón, pero se comportaba como si tuviera carga +e. La única explicación posible parecía ser una partícula con la misma carga que un protón, pero con una masa comparable a la del electrón. Reportó su interpretación en la revista *Science* [Anderson 1932]. En dicho artículo no menciona a Dirac ni al antielectrón (sólo menciona “*partículas positivas*”). Fue Rudolph Langer, colega de Anderson que había leído el artículo de Dirac donde se menciona al antielectrón quien le sugirió que quizás había observado esta partícula predicha por Dirac. Pero aún en la primavera de 1934, Anderson dudaba de esta afirmación.

Podemos comentar aquí que Anderson no fue el primero en tener evidencias sobre el positrón. Anteriormente Bruno Rossi realizó un experimento en el que se medían eventos coincidentes en tres detectores Geiger-Müller. Las coincidencias de Rossi eran difíciles de explicar, a menos que se supusiera la presencia simultánea de dos partículas cargadas: un electrón y un antielectrón. Irène Curie y Frederic Joliot también describían evidencias claras de la existencia de antielectrones en un experimento con una cámara de niebla y fuentes radioactivas. Sin embargo, los Joliot-Curie no supieron interpretar correctamente su resultado.

Por último ¿Quién le puso el nombre de “positrón” al antielectrón de Dirac? Por lo que parece, el término fue introducido por el editor de *Science*, en su editorial del número de 24 de febrero de 1933: “*Positron is the name with which the newly discovered positive electron will be christened by its discoverer, Dr. Carl D. Anderson, (...) as soon as the existence of the free positive electron becomes fully established*”.

Como corolario de estas propuestas y descubrimientos, el Premio Nobel de Física de 1933 se entregó a partes iguales a Erwin Schrödinger y Paul Adrien Maurice Dirac. El Premio Nobel de Física de 1936 fue compartido a partes iguales entre Victor Franz Hess y Carl David Anderson. En la Nobel Lecture dictada por Anderson, *The production and properties of positrons*, 12 de diciembre de 1936, Anderson presenta varias fotografías de positrones y electrones y explica que en una de esas imágenes un “electrón” de 63 MeV atraviesa un placa de plomo de 6 mm y emerge con una energía de 23 MeV, pero lo hace con la curvatura “equivocada” como si fuera una partícula de carga positiva, como si fuera un protón pero con la masa de un electrón y agrega “la presente teoría del electrón de Dirac provee un medio para describir muchos de los fenómenos que gobiernan la producción y la aniquilación de los positrones”.

Estructura interna del protón y del neutrón

Desde mediados de los años 1930 existían evidencias que tanto el neutrón como el protón no eran partículas elementales, si no que eran partículas compuestas y por lo tanto tenían una estructura interna (un ejemplo de esto es la mencionada transformación de un neutrón en un protón con la consecuente emisión de un electrón y un neutrino). En este marco, desde la década de 1950 se investigó la estructura del protón y del neutrón siguiendo la “vieja receta” de

Rutherford: bombardearlos con partículas. En un principio, se empleó como proyectiles electrones de energías del orden del GeV. Nuevamente, del estudio de cómo se dispersan los electrones, es posible inferir información sobre la estructura del protón y del neutrón. Posteriormente se realizaron nuevos experimentos de colisiones protón-protón y protón-neutrón. Estos experimentos permitieron descubrir un gran número de partículas, la mayoría inestables (decaen, se transforman, en otras partículas), que se denominaron *hadrones* (hadrón, pesado en griego). Este grupo de partículas incluye al protón y al neutrón.

Nuevamente, ante la multitud de nuevas partículas era necesario encontrar un orden, volver a encontrar uno o unos pocos componentes elementales. Una descripción matemática desarrollada en esos años, sobre todo a partir de los trabajos del científico estadounidense Murray Gell-Mann [Gell-Mann] permitió ordenar, sobre la base de la regularidad de sus propiedades, el conjunto de las partículas conocidas. En este marco se introdujeron tres bloques de construcción, tres “ladrillos fundamentales”, los *quarks* (el nombre proviene del verso “*three quarks for muster mark*” de la obra *Finnegans Wake* del escritor irlandés James Joyce, básicamente un juego de palabras y deformaciones fonéticas). Los hadrones conocidos hasta entonces podían “construirse” con estos tres quarks y sus antipartículas, lo que representa una gran simplificación al problema.

Inmediatamente comenzaron los intentos por descubrir evidencias experimentales que confirmen la existencia de los *quarks*. En 1967, Jerome I. Friedman, Henry W. Kendall (ambos del M.I.T.) y Richard E. Taylor (Universidad de Stanford) iniciaron una serie de experimentos en el acelerador lineal de partículas SLAC. En este experimento se bombardeó protones y neutrones con electrones de hasta 21 GeV. La longitud de onda asociada a los electrones de esta energía es menor que el radio del protón. Estos experimentos mostraron indicios de una estructura interna de los protones y neutrones, consistente de tres quarks, los componentes fundamentales [Friedman]. Los físicos teóricos J. D. Bjorken y R. Feynman mostraron que los resultados no podían ser explicados completamente utilizando solo los *quarks*. La evidencia indicaba que había también componentes eléctricamente neutros, un “pegamento” encargado de mantener unidos a los quarks en el interior de los neutrones y protones. Estos componentes se denominan *gluones*. La imagen del protón formado por tres *quarks* unidos entre sí por *gluones* es incompleta. Es equivalente a decir que un átomo de carbono son 6 electrones, 6 protones y 6 neutrones. Con esta imagen se pierde mucha información sobre sus propiedades. Lo mismo ocurre con la imagen mencionada para los *quarks* y *gluones*. Pero es útil a nivel divulgativo.

El 17 de octubre de 1990 la Real Academia de Ciencias de Suecia otorgó el Premio Nobel de Física a Friedman, Kendall y Taylor por sus investigaciones pioneras sobre la dispersión inelástica de electrones sobre protones y neutrones [Friedman] y Murray Gell-Mann obtuvo el premio Nobel de Física en 1969 por sus contribuciones a la clasificación de las partículas elementales y sobre las interacciones entre ellas.

En este punto cerraremos nuestra descripción de los constituyentes elementales del átomo. Se puede seguir leyendo sobre este tema a nivel divulgativo en el libro de López Dávalos, Asorey y Graziosi [López Dávalos]. En adelante, nos centraremos en la capa nuclear y estudiaremos las propiedades del núcleo.

Referencias

- [Anderson 1931] Millikan, R. A. y Anderson, C. D. (1932). Cosmic-Ray Energies and Their Bearing on the Photon and Neutron Hypotheses. *Phys. Rev.* 40, 325. DOI:10.1103/PHYSREV.40.325
- [Anderson 1932] Anderson, C (1932). The Apparent Existence of Easily Deflectable positives. *Science* 76, 238-239.
- Se puede descargar de: <http://hep.ucsb.edu/courses/ph225a/andersonscience.pdf>
- [Antognini] Antognini A. *et al.* (2013). Proton Structure from the Measurement of 2S–2P Transition Frequencies of Muonic Hydrogen. *Science* 339, 417. DOI: 10.1126/science.1230016. Para leer sobre el tema recomendamos los siguientes artículos en español: <https://www.investigacionyciencia.es/revistas/investigacion-y-ciencia/el-reino-de-los-pterosaurios-786/cunto-mide-el-proton-18045>. <https://www.investigacionyciencia.es/noticias/se-ha-resuelto-por-fin-el-problema-del-radio-del-proton-17853>.
- [Arias] Arias Villa, N. y Baracca, A. (2006). ¿Quién propuso la fórmula de Rayleigh-Jeans? *Revista Llull* 29, 5. En esta referencia se pueden encontrar las referencias a los trabajos originales de Planck, Wien, Rayleigh y Jeans.
- [Babic] Babic, R., Stankovic Babic, G., Babic, S. R. y Babic, N. R. (2016). 120 Years since the Discovery of the x-rays., *Med Pregl* LXIX (9-10), 323, 2016. <http://www.doiserbia.nb.rs/img/doi/0025-8105/2016/0025-81051610323B.pdf>
- [Bai] Bai, C. (2000). *Scanning tunneling microscopy and its applications*. Nueva York, Springer Verlag. ISBN 3540657150.
- [Becquerel] Becquerel, H. (1896). Sur les radiations émises par phosphorescence. *Comptes Rendus* 122, 420–421; Becquerel, H. (1896). Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents, *Comptes Rendus* 122, 501–503.
- [Becquerel Nobel] Becquerel, H. (11 de diciembre de 1903). On Radioactivity, a New Property of Matter. Nobel Lecture. <https://www.nobelprize.org/uploads/2018/06/becquerel-lecture.pdf>.
- [Bethe-Peierls] Bethe, H. y Peierls, R. (1934) The neutrino. *Nature* 133, 532. <https://www.nature.com/articles/133532a0.pdf>
- [Binnig] Binnig, G. y Rohrer, H. (1986). Scanning tunneling microscopy. *IBM Journal of Research and Development* 30, 4.
- [Bjorklund] Bjorklund R., Crandall, W. E. Moyer B. J., York, H. F. (1950). High energy photons from proton-nucleon collisions. *Phys. Rev.* 77, 213-218. DOI: 10.1103/PhysRev.77.213
- [Bohr 1913] Bohr, N. (1913). On the Constitution of Atoms and Molecules. *Phil. Mag.* 6, 1–25, Este es el primero de tres trabajos de Bohr de 1913 sobre el tema, que en conjunto se conocen como “la trilogía”. Al ya citado se le suman *Phil. Mag. Series 6* 26, 476, 1913 y *Phil. Mag. Series 6* 26, 857, 1913.
- [Bothe y Becker] Bothe, W., Becker, H. (1932). Kem-y-Strahlung bei leichten Elementen. *Naturwissenschaften*, 18, 705, 1932. Künftliche Erregung von Kem-y-Strahlen, *Zeitschrift für Physik*, 66, 289.

- [Brown] Brown, L. M. (1978). The idea of the neutrino. *Phys. Today* 31, 23-28. DOI: 10.1063/1.2995181.
- [Clausius] Clausius, R. (1857). Über die Art der Bewegung, die wir Wärme nennen. *Annalen der Physik* 100, 353-3797.
- [Compton] Compton, A. H. (1923) A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. *Phys. Rev.* 21, 483. <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.21.483>
- [Cowan] Cowan Jr., C. L., Reines, F., Harrison, F. B., Kruse, H. W., McGuire, A. D. (1956). Detection of the Free Neutrino: a Confirmation. *Science.* 124, 103. doi:10.1126/science.124.3212.103
- [Curie-Joliot] Curie, I. y Joliot, F. (1932). Émission de protons de grande vitesse par les substances hydrogénées sous l'influence des rayons γ tres penetrants. *Comptes Rendus*, 194, 273. Curie, I., J y Joliot, F. (1932). Effet d'absorption de rayons γ de tres haute fréquence par projection de noyaux légers, *Comptes Rendus*, 194, 708. Curie, I. y Joliot, F. (1932). Projections d'atomes par les rayons tres pénétrants excités dans les noyaux légers, *Comptes Rendus*, 194, 876. Curie, I. y Joliot, F. (1932). Sur la nature du rayonnement pénétrant excité dans les noyaux légers par les éléments légers, *Comptes Rendus*, 196, 397.
- [Chadwick 1914] Chadwick, J. (1914). Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der β -Strahlen von Radium B+C. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* 16, 383-91.
- [Chadwick 1932] Chadwick, J. (1932). Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129, 312. Chadwick, J. (1932). The Existence of a Neutron. *Proceedings of the Royal Society*, 136, 692.
- [Chadwick 1933] Chadwick, J. (1933). The Neutron. *Proceedings of the Royal Society*, 142 B, 1.
- [Chadwick 1934] Chadwick, J. y Lea, D. (1934). An attempt to detect a neutral particle of small mass. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 30(1), 59. doi:10.1017/S030500410001238X
- [Chadwick 1935] Chadwick, J. (1935). The Neutron and its Properties, Nobel Lecture. Nobel Lectures. Physics. 1922-1941, The Nobel Foundation, Amsterdam, Elsevier Publishing Company.
- [Chang] Chang y Goldsby, K. A. (2013). Química, Undécima edición. México D.F. Mc Graw Hill,
- [Davisson a] Davisson, C., y Germer, L. H. (1927). The Scattering of Electrons by a Single Crystal of Nickel. *Nature* 119, 558–560. <https://doi.org/10.1038/119558a0>.
- [Davisson b] Davisson, C. y Germer, L. H. (1927). The Scattering of Electrons by a Crystal of Nickel. *Physical Review* 30, 705. <https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.30.705>
- [de Broglie 1923] De Broglie, L. (1932). Ondes et quanta. *Comptes Rendus*, 177, 507-510, https://www.academie-sciences.fr/pdf/dossiers/Broglie/Broglie_pdf/CR1923_p507.pdf
- [Diéguez] Diéguez, A. J. (1995) Realismo y antirrealismo en la discusión sobre la existencia de los átomos. *Philosophica Malacitana* 8, 49-65.
- [Dirac 1928] Dirac, P. A. M. (1928). The Quantum Theory of the Electron. *Proc. Royal Soc. London A* 117, 610-624. <http://www.psiquadrat.de/downloads/dirac1928.pdf>
- [Dirac 1929], Dirac, P. A. M. (1930). A Theory of Electrons and Protons. *Proc. Royal Soc. London A* 126, 360-365. <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1930.0013>.

- [Eckert] Eckert, M. (2014). How Sommerfeld extended Bohr's model of the atom (1913–1916), *Eur. Phys. J.* 39, 141. DOI: 10.1140/epjh/e2013-40052-4. En este artículo se pueden encontrar, además de las motivaciones de Sommerfeld para extender el modelo de Bohr, las referencias originales de su trabajo.
- [Einstein] <https://www.bbc.com/mundo/noticias-52596330>
- [Einstein 1905] Einstein, A. (1905). Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik* 17, 132.
- [Estermann] Estermann, I. y Stern, O. (1930). Beugung von Molekularstrahlen. *Zeitschrift für Physik* 61, 95–125. doi:10.1007/bf01340293. ISSN 1434-6001
- [Experimento Rutherford] Geiger, H. (1908). On the Scattering of α -Particles by Matter. *Proceedings of the Royal Society of London A* 81m: 174-177. doi:10.1098/rspa.1908.0067.
- Geiger, H. y Marsden, E. (1909). On a Diffuse Reflection of the α -Particles. *Proceedings of the Royal Society of London A* 82, 495-500. doi:10.1098/rspa.1909.0054.
- Geiger, H. (1910). The Scattering of the α -Particles by Matter. *Proceedings of the Royal Society of London A* 83, 492-504. doi:10.1098/rspa.1910.0038.
- Geiger, H. y Marsden, E. (1913). The Laws of Deflexion of α Particles through Large Angles, *Philosophical Magazine* 25, 604-623. doi:10.1080/14786440408634197.
- Rutherford, E. (1911). The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, *Philosophical Magazine* 21, 669-688. doi:10.1080/14786440508637080.
- Rutherford, E. (1912). The origin of β and γ rays from radioactive substances, *Philosophical Magazine* 24, 453-462. doi:10.1080/14786441008637351.
- Rutherford, E., Nuttal, J. M. y Mitchell, J. (1913). Scattering of α -Particles by Gases. *Philosophical Magazine* 6 26, 702-712. doi:10.1080/14786441308635014.
- Rutherford, E. (1914). The Structure of the Atom, *Philosophical Magazine* 27, 488-498. doi:10.1080/14786440308635117.
- Rutherford, E. (2013). *Radioactive Substances and their Radiations*. United Kingdom. Cambridge University Press.
- [Falk] Falk, G. (2010). Entropy, a resurrection of caloric – a look at the history of thermodynamics. *Eur. J. Phys.* 6, 108.
- [Farmelo] Farmelo, G. (2010). Did Dirac predict the positron? *Contemporary Physics* 51, 97-101. DOI: <https://doi.org/10.1080/00107510903217214>.
- [Fermi 1934a] Fermi, E. (1934). Tentativo di una teoria dei raggi beta. *Nuovo Cimento* 11, 1.
- [Fermi 1934b] Wilson, F. L. (1968). Fermi's Theory of Beta Decay. *American Journal of Physics* 36, 1150. doi.org/10.1119/1.1974382. En este artículo se presenta, traducida al inglés, la publicación original de Fermi (Versuch einer theorie der beta-strahlen, *Z. Phys.*, 88, 161, 1934).
- [Ford 2018] Ford, K. W. (2018). Niels Bohr's First 1913 Paper: Still Relevant, Still Exciting, Still Puzzling. *Phys. Teach.* 56, 500. <https://doi.org/10.1119/1.5064553>.
- [Gearhart] Gearhart, C. A. (2002). Planck, the Quantum, and the Historians. *Phys. perspect.* 4 170 – 215.
- [Gell-Mann] Gell-Mann, M. (1961). The eightfold way: a theory of strong interaction symmetry. United States: N. p., 1961. Web. doi:10.2172/4008239.
- Gell-Mann, M., Lévy, M. (1960). The

- axial vector current in beta decay, *Il Nuovo Cimento*. 16, 705. doi:10.1007/BF02859738. S2CID 122945049. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1969/gell-mann/lecture/>
- [Goodstein] Goodstein, J. R. (2001). A Conversation with Franco Rasetti. *Phys. perspect.* 3 271–313, 2001.
- [Harman] Harman, P. M. (1990). *Energía, fuerza y materia. El desarrollo conceptual de la física del siglo XIX*, (trad. P. Campos Gómez). Madrid: Alianza.
- [Holton] Holton, G. (1988). *Introducción a los conceptos y teorías de las ciencias físicas*, (trad. J. Aguilar Peris). Barcelona: Reverté.
- [Hyperphysics] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/quantum/moseley.html>
- [Ivanenko 1930] Ambarzumian, V. e Ivanenko, D. (1930). Les électrons inobservables et les rayons. *Compt. Rend. Acad Sci. Paris* 190, 582.
- [Ivanenko 1932] Ivanenko, D. (1932). The neutron hypothesis. *Nature* 129, 798.
- [Kelvin] Lord Kelvin (2901). Nineteenth century clouds over the dynamical theory of heat and light, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science Series* 6, 1-40. <https://doi.org/10.1080/14786440109462664>.
- [Kleber] Kleber, J., y Karsten, B. (1914). *Tratado popular de Física*. Traducido del alemán por José Estalella. Segunda Edición. Barcelona: Gustavo Gili Editor.
- [Kuhn] Kuhn, T. S. (1978). *Black-body theory and the quantum discontinuity (1894-1912)*, Oxford University Press Inc. Traducción al español Kuhn, T. S. (1980). *La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuántica, 1894-1912*. Madrid: Alianza.
- [Lattes] Lattes, C. M. G., Muirhead, H., Occhialini, G. P. S. y Powell, C. F. (1947). Processes involving charged mesons. *Nature* 159, 694-697; Lattes, C. M. G., Occhialini, G. P. S. y Powell, C. F. (1948). A determination of the ratio of the masses of pi-meson and mu-meson by the method of grain-counting. *Proceedings of the Physical Society* .61, 173-183.
- [Leo] Leo, W. R. (1987). *Techniques for Nuclear and Particle Experiments*". New York: Springer-Verlag.
- [LHC] <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [Masas] [Atomic Weights and Isotopic Compositions for All Elements, /PhysRefData/Compositions/notes.html](https://www.nist.gov/pml/atomic-weights-and-isotopic-compositions-for-all-elements).
- [Lopera] Lopera Vélez, J. P. (2017). *Discursos y actores históricos que determinaron el cambio de la alquimia a la química, una interpretación*. Tesis de Maestría en Ciencias Biológicas, Universidad CES, Medellín, Colombia, 2017. <https://repository.ces.edu.co/bitstream/10946/3798/2/Discursos%20Actores%20Alquimia%20Qu%C3%ADmica.pdf>
- [López Dávalos] López Dávalos, A., Asorey, H. y Graziosi, C. (2020). *Física IA. De las galaxias a los quarks*. Primera edición. Viedma: Universidad Nacional de Río Negro.
- [Loschmidt] Bader, A. y Parker, L. (2001). Joseph Loschmidt, Physicist and Chemist, *Physics Today* 54, 45. doi: 10.1063/1.1366067.
- [Lubkin] G. B. Lubkin. (1991). Friedman, Kendall and Taylor Win Nobel Prize for First Quark Evidence. *Physics Today* 44, 1, 17. <https://doi.org/10.1063/1.2809944>. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1990/summary/>

- [Meitner1] <https://mujeresconciencia.com/2015/03/04/lise-meitner-la-cientifica-que-descubrio-la-fision-nuclear/>
- [Meitner2] <https://elpais.com/ciencia/2020-07-26/la-fisica-que-nunca-perdio-su-humanidad.html>
- [Melvill] Melvill, T. (1756) Observations on light and colours *Essays and Observations, Physical and Literary. Read Before a Society in Edinburgh*, 2:12-90 33–36.
- [Millikan] Millikan R. A. (1913). On the Elementary Electrical Charge and the Avogadro Constant. *Phys. Rev.* 2, 109; Millikan, R. A. (1950). *The Autobiography of R. A. Millikan*. New York: Prentice Hall; Millikan, R. A. (1947). *Electrons, Protons, Photons, Neutrons, Mesotrons and Cosmic Rays*. Chicago: University of Chicago Press; Millikan, R. A. (1924). *The Electron* (2a. Ed.). Chicago: University of Chicago Press.
- [Mohr] Mohr, P. J., Taylor, B. N. y Newell, D. B. (2006). CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2006. *Reviews of Modern Physics* 80, 633-730. doi:10.1103/RevModPhys.80.633 (2008); Mohr, P. J., Taylor, B. N. y Newell, D. B. (2011), The 2010 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants Este artículo fue desarrollado por J. Baker, M. Douma, y S. Kotochigova. Disponible: <http://physics.nist.gov/constants>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899.
- [Morrow] Morrow, B. A. (1969). Sobre el descubrimiento del electrón, *Journal of Chemical Education*, 46
http://depa.fquim.unam.mx/amyd/archivero/DESCUBRIMIENTODELELECTRON_22923.pdf
- [Moseley] Moseley, H. G. J. (1913). The high frequency spectra of the elements. Part I. *Philosophical Magazine*, 26, 1024-1032. Moseley, H. G. J. (1914). The high frequency spectra of the elements. Part II. *Philosophical Magazine*, 27, 703-713.
- [nanoscopios] <https://www.conicet.gov.ar/ver-para-creer-nanoscopia-de-fluorescencia/>;
<https://blogthinkbig.com/logran-ver-interior-las-celulas-una-resolucion-jamas-lograda>
- [Navarro Vives] Navarro Vives, J.(2000). El neutrón de Chadwick y su interpretación. *Cronos* 3 (2) 273-295.
- [neutrino1] Brown, L. M. (1978). The idea of the neutrino. *Physics Today* 31, 23.
- [neutrino2] Guerra, F. et al. (2014). When energy conservation seems to fail: the prediction of the neutrino. *Sci & Educ.* 23 1339–1359.
- [neutrino3] Bilenky, S. M. (2013). Neutrino. History of a unique particle. *European Physical Journal H* 38, 345-404. arXiv:1210.3065.
- [neutrino4] <https://bloggy.ific.uv.es/bloggy/index.php/2019/03/22/el-nacimiento-del-neutrino/>
- [neutrino5] Una lista de publicaciones históricas sobre el neutrino (con acceso a los trabajos originales) se puede encontrar en <https://neutrino-history.in2p3.fr/historical-papers/Paper>.
- [Ostwald] Ostwald, W. (1908). *Grundriss der physikalische Chemie*, Leipzig: Engelmann, 1908.
- [Pais] Pais, A. (1982). *Subtle is the Lord, the science and the life of Albert Einstein*. Londres: Oxford University Press (El señor es sutil. La ciencia y la vida de Albert Einstein, trad. F. Alsina. Barcelona: Ariel, 1984).
- [Pauli] <https://physics.stackexchange.com/questions/21814/dear-radioactive-ladies-and-gentlemen-letter-by-wolfgang-pauli>.

- [Perrin 1933] Perrin, F. (1933). Possibilité d'émission de particules neutres de masse intrinsèque nulle dans les radioactivités beta. *Comptes-Rendus* 197, 1625.
- [Perrin 1934] Perrin, F. (1934). La dissymétrie des spectres beta positifs et négatifs et la masse intrinsèque du neutrino ou ergon, *Comptes-Rendus* 198, 2086.
- [Plücker] Plücker, J. (1858). Ueber die Einwirkung des Magneten auf die elektrischen Entladungen in verdünnten Gasen; *J. Ann. der Phys.* 179, 151; Plücker, J. (1858). Fortgesetzte Beobachtungen über die elektrische Entladung. *J. Ann. der Phys.* 181, 67.
- [Poincare] Poincare, H. (1902). *La science et l'hypothèse*. Paris: Flammarion (1ª ed. 1902).
- [Polo] Polo, P. (2019). El dilema de Henry Moseley, ¿patria o ciencia?, *Armas y Cuerpos* 142, 83.
https://www.researchgate.net/publication/337925788_El_dilema_de_Henry_Moseley_patria_o_ciencia_Armas_y_Cuerpos_2019_142_83-89#fullTextFileContent
- [Rasetti] Rasetti, F. (1929). Raman Effect in Gases. *Nature* 123, 205. Rasetti, F. (1929). On the Raman Effect in Diatomic Gases. *PNAS* 15, 234 – 237 y "II", 515 – 519.
- [Rasetti2] Para leer sobre la historia de la Física Nuclear antes del descubrimiento del neutrón y la recepción de los resultados de Rasetti en la comunidad científica se puede consultar Stuewer, R. H. (1983). *The Nuclear Electron Hypothesis*, W.A. Shea, ed., "Otto Hahn and the Rise of Nuclear Physics (Dordrecht: D. Reidel, 1983), 19– 67.
- [Rayos catódicos] <http://www.crtsite.com/page7.html>
- [Reines] The Reines-Cowan experiments. Detecting the poltergeists.
<https://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?00326606.pdf>
- [Reines 1956] Reines, F. y Cowan Jr., C. L. (1956). The neutrino. *Nature* 178, 446.
- [Reines 1995] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1995/press-release/>.
<https://www.nobelprize.org/uploads/2018/06/reines-lecture.pdf>
- [Reyes] Reyes Gasga, J. (2020). Breve reseña histórica de la microscopía electrónica en México y el mundo. *Mundo nano* 13. *Revista interdisciplinaria en nanociencias y nanotecnología*.
<https://doi.org/10.22201/ceiich.24485691e.2020.25.69610>.
<http://www.mundonano.unam.mx/ojs/index.php/nano/article/view/69610/61535>.
- [Rocke] Rocke, A. J. (1979). The Reception of Chemical Atomism in Germany. *Isis*, 70, 519. *Ibid*, *Chemical Atomism in the Nineteenth Century*, Columbus: Ohio State, University Press, 1984.
- [Rodríguez-Meza] Rodríguez-Meza, M. A. y Cervantes-Cota, J. (2006). El efecto fotoeléctrico, *CIENCIA ergo-sum*, 13, 303. <https://www.redalyc.org/articulo.oa?id=10413309>
- [Roentgen] Roentgen, W. (1896). On a new kind of rays. *Nature* 53, 274; Roentgen, W. (1896). Über eine neue Art von Strahlen. In: *Sitzungsberichte der Würzburger Physik.-Medic.-Gesellschaft*.
- [Russel] B. Russell (2010). *Historia de la filosofía occidental*. Madrid: Austral.
- [Rutherford] En 1906 Rutherford publicó un primer artículo, Retardation of the α Particle from Radium in passing through Matter, en *Philosophical Magazine* 12, 134-46 (doi:10.1080/14786440609463525). Geiger amplió este trabajo en una comunicación a la Royal Society (Proc. Roy. Soc. 17 de julio de 1908) con experimentos en que se había hecho pasar partículas α a través de aire y papel de aluminio. Geiger y Marsden publicaron trabajos adicionales en 1909 (Proc. Roy. Soc. A82 p. 495-500) y 1910 (Proc. Roy. Soc. 1 de febrero

de 1910). En los años 1911 y 1912 Rutherford explicó ante la Royal Society los experimentos y propuso la nueva teoría del núcleo atómico.

[Rutherford 1902] Rutherford, E. y Soddy, F. (1902). The Cause and Nature of Radioactivity, Part I. *Philosophical Magazine* 4, 370-96; Rutherford, E. y Soddy, F. (1902). The Cause and Nature of Radioactivity, Part II. *Philosophical Magazine* 4, 569.

[Rutherford 1903] Rutherford, E. (1903). The magnetic and electric deviation of the easily absorbed rays from radium. *Philosophical Magazine* 5, 177-187.

[Rutherford 1909] Rutherford, E. y Royds, T. (1909). The Nature of the α Particle from Radioactive Substances, *Phil. Mag.* 17, 281-6.

[Rutherford 1913] Rutherford, E. y Da C. Andrade, E. N. (1913). The Reflection of γ Rays from Crystals, *Nature* 92, 267.

[Rutherford 1913b] Rutherford E. y Richardson, H. (1913). The spectrum of the penetrating γ rays from radium B and radium C. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 25, 722.

[Rutherford 1914] Rutherford, E. y Da C. Andrade, E. N. (1914). The analysis of the gamma rays from radium B and radium C. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 28, 263.

[Rutherford 1915] Rutherford, E. y Moseley, H. G. J. (1915). The Reflection of α Rays from Crystals. *Nature* 96, 33-34.

[Rutherford 1919] Rutherford, E. (1919). Collision of α Particles with Light Atoms I. Hydrogen. *Philosophical Magazine* 37, 537–561. doi:10.1080/14786440608635916; Rutherford, E. (1919). Collision of α Particles with Light Atoms II. Velocity of the Hydrogen Atoms, *Philosophical Magazine* 6, 562–571. doi:10.1080/14786440608635917; Rutherford, E. (1919). Collision of α Particles with Light Atoms III. Nitrogen and Oxygen Atoms, *Philosophical Magazine*. 6, 571–580. doi:10.1080/14786440608635918. Collision of α Particles with Light Atoms IV. An Anomalous Effect in Nitrogen. Rutherford, E. (1919). *Philosophical Magazine* 6, 581–587. doi:10.1080/14786440608635918.

[Sagrada] Esteva de Sagrada, J. (2007). *Offarm* 26, 10, 108. <https://www.elsevier.es/es-revista-offarm-4-pdf-13112897>.

[Serway] Serway, R. A. y Vuille, Ch. (2009). *Física para Ciencias e Ingeniería*, 7ma edición, Vol. 2. México D. F.: Cengage Learning editores.

[Serendipia]. Es muy conocida la anécdota del descubrimiento de la radioactividad, que fue un descubrimiento afortunado. Se suele afirmar que Becquerel observó que unas placas fotográficas que había guardado en un cajón envueltas en papel oscuro estaban veladas. En el mismo cajón había guardado un trozo de mineral de uranio. Becquerel comprobó que lo sucedido se debía a que el uranio emitía una radiación mucho más penetrante que los rayos x. Dicho así esto parece un caso completamente azaroso, sin relación alguna con ningún tipo de metodología. Y no es así. Becquerel siguió el método hipotético-deductivo, si bien lo que le permitió tener éxito fue precisamente lo que no está “escrito” en el método. Ver <https://culturacientifica.com/2013/06/11/atrapando-la-suerte/>

[SLAC] <https://www6.slac.stanford.edu/>

[Stoney] Stoney, G. (1892). The Line Spectra of the Elements. *Nature* 46, 29.

- [Sturm] Sturm, S., Köhler, F., Zatorski, J., Wagner, A., Harman, Z., Werth, G., Quint, W., Keitel, C. H. y Blaum, K. (2014). High-precision measurement of the atomic mass of the electron. *Nature* 506, 7488.
- [Thomson] Thomson, J. (1897). Cathode Rays, *J. J., Phil. Mag.*, 44, 29. <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/14786431003659214>.
- [Thomson] Thomson, G. y Reid, A. (1927). Diffraction of Cathode Rays by a Thin Film. *Nature* 119, 890. <https://doi.org/10.1038/119890a0>.
- [Tixaire] Galindo Tixaire, A. (2013). El átomo. *Rev. R. Acad. Cienc. Exact. Fís. Nat.* 106, 1-24.
- [Torres] Willart Torres, A. (2006). Taller y Laboratorio: Experimento histórico: Descubrimiento del protón, *100cias@uned*, 9, 161-165. 100cias-2006-numero9-5165 <http://e-spacio.uned.es/fez/view/bibliuned:revista100cias-2006-numero9-5165>.
- [uma] IUPAC Compendium of Chemical Terminology 2nd Edition (1997)
- [Villard] Villard, P. (1900). Sur la réflexion et la réfraction des rayons cathodiques et des rayons déviables du radium. *Comptes rendus.* 130, 1010-1012; Villard, P. (1900). Sur le rayonnement du radium, *Comptes rendus*, vol. 130, 1178-1179.
- [Weinberger 2014] Weinberger, P. (2014). Niels Bohr and the Dawn of Quantum Theory. *Philosophical Magazine* 94, 27. DOI: 10.1080/14786435.2014.951710.
- [Yukawa] <http://web.ihep.su/dbserv/compas/src/yukawa35/eng.pdf>
- [Young] Young, H. D. y Freedman, R. A. (2009). *Física universitaria*, 12 edición, Vol. 2. México D. F.: Pearson Educación, 2009.

CAPÍTULO 2

El núcleo, sus constituyentes y sus propiedades

En el capítulo anterior hemos discutido como se fue construyendo la teoría atómica y como se descubrió el núcleo atómico, analizando también su tamaño y sus constituyentes. En base a esta teoría sabemos que cada átomo contiene un núcleo, mucho más pequeño que el átomo (el radio nuclear es una unas 10.000 veces menor que el radio atómico), con carga positiva y que además contiene la mayor parte de la masa del átomo, por lo cual es extremadamente denso. Discutimos también que la carga nuclear está vinculada con el número atómico Z y que la propiedad que es común a todos los átomos de un mismo elemento, que determina el tipo de elemento químico y permite clasificarlo con un nombre y darle una ubicación en la tabla periódica es la carga positiva del núcleo, $+Ze$, y no su masa M o su número másico A . El valor de Z puede ser determinado a partir de las líneas características observadas en su espectro de rayos X vía las tablas y gráficas de Moseley o, alternativamente, a partir de experimentos de dispersión de partículas, como los llevados a cabo por Rutherford. Ambos procedimientos permiten verificar en forma experimental que la carga nuclear es igual a $-Z$ veces la carga del electrón.

Los experimentos llevados a cabo por J. J. Thompson a partir de 1913 mostraron que, contrario a las hipótesis del modelo de Dalton, las masas de los átomos de un dado elemento (o sea de un dado Z) no son idénticas y que no cualquier valor de masa es posible: sólo múltiplos casi enteros de 1 u (más precisamente 1.0079 u) están permitidos. Estos átomos que tienen el mismo Z , y por ende las mismas propiedades químicas, pero distinta masa se denominan isótopos. En 1919 Rutherford concluyó que el núcleo contenía una partícula fundamental, núcleos de hidrógeno. Había encontrado el primero de los componentes del núcleo, el protón. El descubrimiento del neutrón en 1932 hizo posible formular una descripción consistente del núcleo atómico en término de estas dos partículas, denominadas nucleones. En este marco definimos a los isótopos como aquellos núcleos que tienen el mismo número de protones, pero distinto número de neutrones. El problema que se presentó con este modelo fue determinar qué tipo de fuerza es la que mantiene unidas a las cargas positivas dentro del núcleo. Las únicas dos fuerzas fundamentales de la naturaleza conocidas hasta el momento eran la electromagnética y la gravitatoria. La primera actúa de manera que las cargas positivas se repelen entre sí mientras que la segunda es la responsable en la atracción entre masas, pero es muy débil para compensar la repulsión entre cargas positivas. Por lo tanto, se llegó a la conclusión de que debía existir una tercera fuerza fundamental que mantuviera al núcleo unido, la fuerza nuclear fuerte.

En este capítulo describiremos algunas propiedades generales importantes de los núcleos y de la fuerza nuclear que los mantiene unidos. Discutiremos también la estabilidad o la inestabilidad de un núcleo. Como veremos, la estabilidad de un núcleo particular está determinada por la competencia entre la fuerza nuclear de atracción entre protones y neutrones,

y las interacciones eléctricas de repulsión entre los protones y cómo esta competencia depende del número de protones y neutrones en dicho núcleo. Veremos también que los núcleos inestables decaen o se desintegran, transformándose en forma espontánea en otras estructuras, a través de diversos procesos de decaimiento con una tasa característica para cada núcleo.

Protones y neutrones: los constituyentes del núcleo

En una imagen absolutamente clásica, el núcleo es la (pequeñísima) región central del átomo. En su interior se encuentran los neutrones y protones, partículas que reciben el nombre de nucleones. Un núcleo está formado por Z protones y N neutrones, o sea por $A = Z + N$ nucleones, donde A y Z se denominan número másico (o número de masa) y número atómico, respectivamente. Un isótopo de un dado elemento X se designa indicando el número de masa como supra-índice a la izquierda del símbolo químico, el número atómico como subíndice también a la izquierda del símbolo químico y el número de neutrones (N) como subíndice a la derecha del símbolo químico:

$${}^A_Z X_N \quad (1)$$

De esta forma, los isótopos del uranio ($Z=92$) con 146 y 143 neutrones se expresan en la forma ${}^{235}_{92}\text{U}_{143}$ y ${}^{238}_{92}\text{U}_{143}$, respectivamente. Notemos que esta notación es redundante. Si damos el símbolo químico, queda definido el valor de Z . En este caso, al indicar U ya sabemos Z es 92. De la misma forma, si se da el símbolo químico y el valor de A , el número de neutrones también queda determinado, $N=A-Z$. Por lo tanto, podemos reducir la notación a ${}^{235}\text{U}$ y ${}^{238}\text{U}$. Esta será la notación que emplearemos. Usaremos la notación completa dada en la ecuación 1 sólo cuando necesitemos explicitar cambios en A , Z y N , como en el caso de los decaimientos radioactivos.

Algunos isótopos tienen una importancia especial en Física Nuclear y reciben nombres especiales. Este es el caso de los isótopos del H. El núcleo ${}^1\text{H}$ es simplemente el protón, el ${}^2\text{H}$ se denomina *deuterón* y el ${}^3\text{H}$ *tritón*. Los átomos de hidrógeno compuesto de ${}^2\text{H}$ y ${}^3\text{H}$ se denominan *deuterio* y *tritio*, respectivamente. El núcleo ${}^4\text{He}$ es también conocido como *partícula alfa*.

En este punto es importante tener en mente que la estructura electrónica de un átomo es la responsable de sus propiedades químicas. Ésta queda determinada por la carga Ze del núcleo y es independiente del número másico A . Por lo tanto, todos los isótopos de un dado elemento presentan las mismas propiedades químicas. Sin embargo, los diversos isótopos de un elemento suelen tener propiedades físicas ligeramente diferentes, como por ejemplo sus puntos de fusión y de ebullición y sus velocidades de difusión. Un ejemplo de esto último se aplica en el proceso de separación de los dos isótopos más comunes del uranio, el ${}^{235}\text{U}$ y el ${}^{238}\text{U}$. Debido a la diferencia de masa que presentan, si de alguna manera aceleramos estos isótopos, la velocidad que alcanzarán será diferente. De esta forma, estos isótopos se separan a escala industrial aprovechando las distintas velocidades de difusión en el hexafluoruro de uranio (UF_6) en estado gaseoso.

Así como los núcleos de igual Z y diferente A reciben el nombre de isótopos, aquellos con igual valor de A y diferente Z se denominan *isóbaros*. Notemos que cambiar el número de protones y neutrones conservando el número másico implica reemplazar un neutrón por un protón o viceversa. Dado que protones y neutrones tienen masas muy similares, dos isóbaros tienen masas muy similares, de ahí el origen del nombre, isóbaro: igual masa. Dos ejemplos de isóbaros son ${}^{204}_{80}\text{Hg}_{124}$ y ${}^{204}_{82}\text{Pb}_{122}$. Aunque no es muy utilizado, los núcleos que tienen igual valor de $N = A - Z$ se denominan *isótonos*. Ejemplos de isótonos son ${}^{30}_{14}\text{Si}_{16}$, ${}^{32}_{16}\text{S}_{16}$ y ${}^{31}_{15}\text{P}_{16}$.

El término nucleido se utiliza para especificar un núcleo en términos del número atómico y del número másico, por ejemplo, ${}^2\text{H}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{235}\text{U}$ y ${}^{238}\text{U}$. Para ser considerado como nucleido, la especie nuclear debe tener una existencia lo suficientemente larga para poder ser medida. En términos de la tecnología actual, esto implica que debe tener un tiempo de vida mayor a 10^{-12} s.

Aquí debemos aclarar que este tiempo de vida es aleatorio e impredecible. Se trata de un proceso de naturaleza estadística, por lo cual no podemos predecir cuándo se transformará un radionucleido en particular en otro. Lo que se debe hacer es estudiar un número muy grande de radionucleidos y determinar cuántos se desintegran al cabo de un cierto tiempo y obtener un promedio. A este tiempo se lo conoce como *vida media*.

Todos los nucleidos que se conocen (del orden de 2700) se recopilan en la llamada la tabla de isótopos o tabla de nucleidos (Figura 2.1). Así como la tabla periódica resume algunas propiedades químicas de los distintos elementos (del orden de 105, dependiendo de la tabla periódica que se consulte), la tabla de isótopos contiene información de diferentes propiedades nucleares de cada nucleido. En la tabla de nucleidos cada cuadro representa un nucleido. Usualmente, se ordenan de forma tal que en el eje horizontal se indica el número de neutrones N y en el eje vertical el de protones, Z . De esta forma, si nos movemos en forma horizontal, recorreremos los isótopos de un elemento y si nos movemos en forma vertical pasamos del elemento Z al $Z+1$ (o $Z-1$) a N constante (línea de isótonos). En la Figura 2.2 se esquematiza un sector de la tabla de nucleidos e indica cómo se ubican los isótopos, isóbaros e isótonos en relación con Z y N .

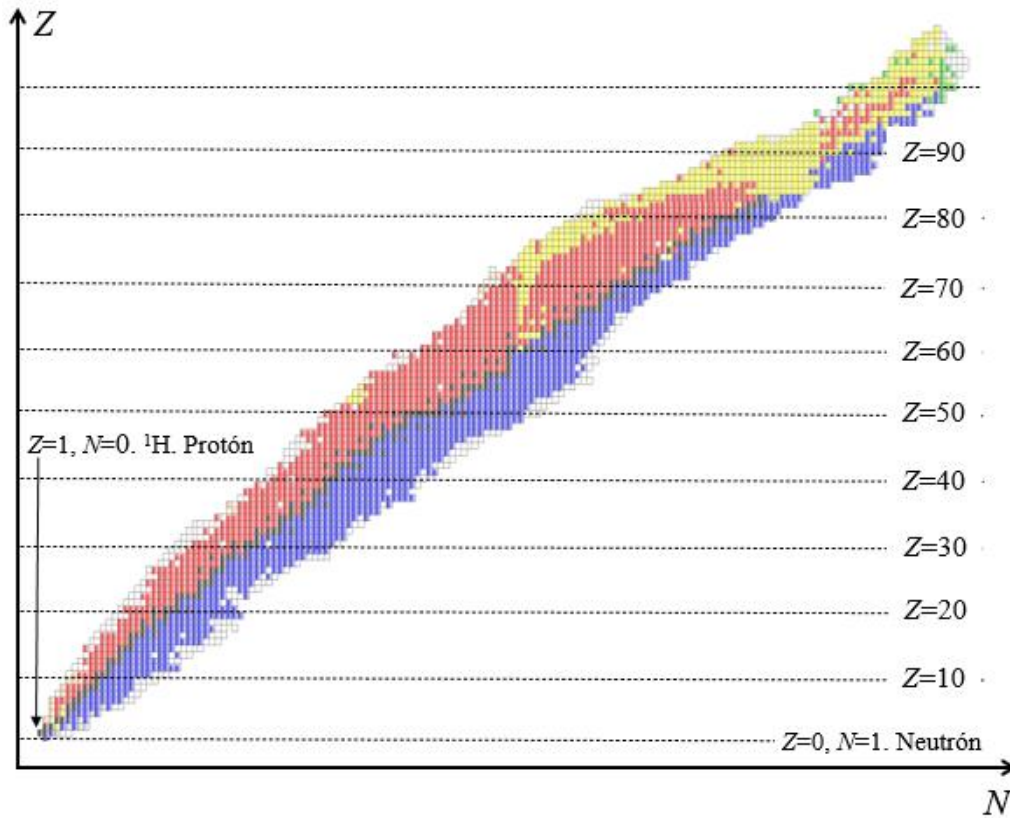


Figura 2.1. Tabla de nucleidos. Los cuadros representan cada uno de los nucleidos que existen en la naturaleza (del orden de 2700).

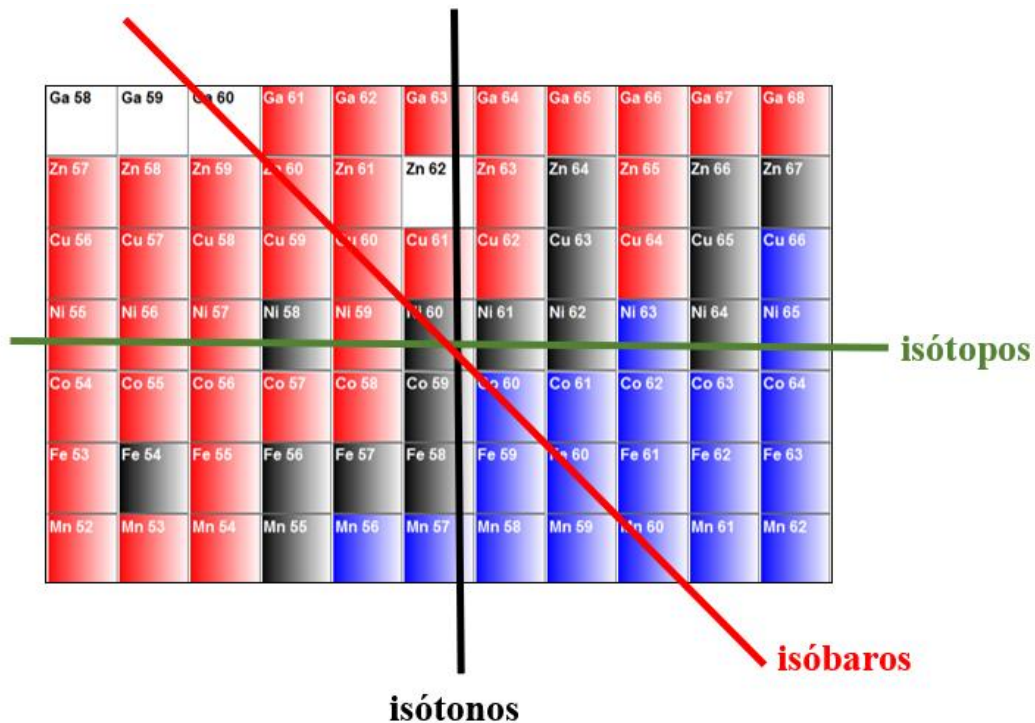


Figura 2.2. Identificación esquemática de los isótonos, isótopos e isóbaros en la tabla de nucleidos.

En la actualidad se pueden encontrar tablas de nucleidos la web o aplicaciones para teléfonos celulares. Una tabla on-line se puede encontrar en la referencia [Tabla de nucleidos] [Tabla de

nucleidos]. También puede encontrarse como aplicación para celulares bajo el nombre *navegador de isótopos de la IAEA (IAEA: International Atomic Energy Agency)*.

Antes de ver algunas propiedades nucleares, presentaremos brevemente algunas características de los nucleones. Como ya sabemos, el protón tiene una unidad de carga positiva y su masa es $m_p=1,0073$ u. El neutrón no tiene carga y su masa es muy similar a la del protón, aunque ligeramente mayor, $1,00867$ u.

Los protones son partículas estables. Pero ¿qué significa que algo es estable? Según la definición de la Real Academia Española algo es estable cuando permanece en el mismo estado durante mucho tiempo. Las siguientes preguntas que podríamos hacernos son ¿cuánto tiempo debe permanecer en el mismo estado? ¿Qué es “mucho tiempo”? ¿Es suficiente la edad del universo? Este es el caso del protón, del cual aún se discute y se está midiendo su estabilidad o, mejor dicho, su inestabilidad. Algunas teorías predicen que el protón tiene una vida, en promedio, del orden de 10^{31} años. Si comparamos la vida media del protón con la edad del universo (unos 14×10^9 años), podemos afirmar que los protones son estables. De hecho, la desintegración espontánea de los protones libres nunca ha sido observada. Aquí podríamos preguntarnos cómo podemos medir una magnitud tan grande. Ciertamente no tenemos tanto tiempo. Lo que sí es posible es estudiar un número extremadamente grande de protones. Así, si su vida media es de 10^{31} años, si reunimos 10^{31} protones (unas 150 toneladas de agua), alguno de ellos se desintegrará en un año. Esto es lo que se hace en los experimentos que estudian la desintegración del protón como el Super-Kamiokande. En este experimento se emplea como muestra un tanque con 50.000 toneladas de agua rodeada de detectores. En este experimento no se ha observado indicios de la desintegración de protones durante el tiempo de observación, más de veinte años. Este resultado (o no resultado, según se mire) ha establecido un límite inferior a la vida media del protón de 5.9×10^{33} años [Protones PRL]. Dos nuevos experimentos continuarán la búsqueda de Super-Kamiokande. Hyper-Kamiokande, con 20 veces el volumen de agua de Super-Kamiokande y DUNE en los Estados Unidos [Protones].

La situación es completamente diferente y más complicada en el caso de los neutrones. Cuando un neutrón se encuentra aislado, se desintegra de manera espontánea. En el proceso, el neutrón se convierte en un protón, un electrón y un antineutrino con una vida media menor a 15 minutos (del orden de 14,7 minutos) [Neutrones, Tanabashi].

Establecer el tiempo de vida del neutrón está resultando mucho más difícil de lo esperado, pues diferentes técnicas experimentales arrojan resultados que no concuerdan. Los experimentos para medir la vida media del neutrón se han basado en dos técnicas. Una es el método del confinamiento [Neutrones]. En este caso, los neutrones se frenan, enfriándolos a temperaturas extremadamente bajas, y se introducen en una “botella” de vacío. Los neutrones se mantienen en ese recipiente, sin tocar las paredes o el fondo durante períodos que oscilan entre los 20 segundos y media hora, y cada vez que uno de ellos se desintegra se produce una señal luminosa que se puede detectar. Al final de cada medición se cuentan los neutrones remanentes, se vuelve a llenar la botella con nuevas partículas y el proceso se repite. Con este método se obtiene una vida de $878,5 \pm 0,8$ s en promedio. El método alternativo consiste en observar la desintegración de los neutrones cuando circulan en un haz [Neutrones]. Hasta hace unos 15 años, los resultados de ambos tipos de experimento coincidían dentro de sus respectivos

márgenes de error. Sin embargo, a medida que las técnicas fueron ganando precisión, comenzaron a diverger. Hoy, los neutrones que circulan en un haz parecen “vivir más tiempo” que los que “descansan” en un recipiente: $887,7 \pm 2,2$ s, con una diferencia de +9,2 s con respecto al método de confinamiento. Así que uno de estos resultados debe ser incorrecto, pero se ignora cuál. Existe un tercer tipo de experimento, donde entra en escena la sonda espacial Messenger, una sonda de la NASA lanzada en el año 2004 para estudiar Mercurio [Neutrones NASA]. La sonda transporta un espectrómetro de neutrones, un instrumento que detectaba los neutrones libres que escapan del planeta para ayudar a cartografiar los minerales de su superficie. Emplear esta herramienta para medir una constante física fundamental nunca formó parte de los objetivos de la misión. Pero los científicos se percataron de que quizá podrían volver a analizar los datos de la nave para medir el tiempo de vida media del neutrón. El resultado obtenido fue de 780 ± 90 s, un resultado compatible tanto con el método del haz como con el del confinamiento. Aunque el nuevo resultado no es lo bastante preciso, los científicos aseguran que la técnica es prometedora [Neutrones NASA].

Los neutrones tienen un truco para sobrevivir más tiempo: agruparse con otros neutrones y protones y formar un núcleo. En el interior de un núcleo un neutrón puede tener una vida mucho mayor. Por ejemplo, en el caso de un núcleo de ^{14}C , su vida es del orden de 5700 años. En otros núcleos se comportan como partículas estables.

Finalmente, podemos mencionar que la vida promedio de los electrones se ha establecido en $6,6 \times 10^{28}$ años [Electrones].

El radio y la densidad nuclear

En el capítulo anterior discutimos que, mediante experimentos de dispersión de partículas α , ya en 1911 Rutherford había sido capaz de estimar el tamaño del núcleo de oro, en unos 10 fm. Este método fue obviamente perfeccionado y a lo largo del tiempo fue utilizado para estudiar el núcleo (no sólo para determinar su tamaño con mayor precisión, sino también para entender la naturaleza de la interacción entre nucleones y poner a prueba los diversos modelos para el núcleo). Estos métodos se basan en la dispersión de electrones, protones o neutrones de energía suficiente. En el caso de neutrones y protones, con que alcancen energías de alrededor de unos 20 MeV es suficiente para estudiar al núcleo. Para el caso de electrones se requieren energías del orden de los 100 MeV, lo cual implica el uso de aceleradores de gran envergadura. La ventaja de utilizar electrones es que su interacción con el núcleo es bien conocida, una interacción coulombiana. Por lo tanto, los experimentos son más simples de analizar y los resultados más precisos. Los experimentos de dispersión de electrones permitieron además determinar la distribución de carga nuclear $\rho(r)$ en función de la distancia al centro del núcleo (r). El experimento en sí consiste en hacer incidir el haz de electrones sobre una lámina delgada del material en estudio y estudiar la distribución angular de los electrones dispersados. Este tipo de experimento ha sido realizado y analizado para un gran número de núcleos y para distintas energías incidentes, encontrándose que la distribución de carga viene dada por:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{-\frac{(R-r)}{a}}} \quad (2)$$

donde ρ_0 es la densidad de nucleones en la región central del núcleo, R es el radio para el cual la densidad disminuye a la mitad del valor en el centro ($\rho_0/2$) y a es una medida del espesor de la superficie nuclear. La distancia donde la distribución varía del 90% al 10% del valor central se la define como superficie nuclear, la cual es aproximadamente $4,4a$. La dependencia de la densidad de nucleones con r se muestra en la figura 2.3, en la cual se indican además los diferentes parámetros que aparecen en la Ecuación (2).

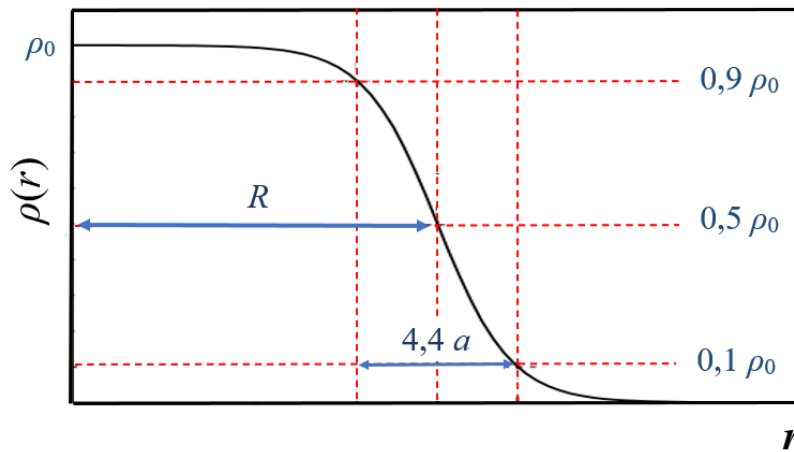


Figura 2.3. Distribución de carga nuclear en función de distancia (radial) al centro del núcleo.

Del conjunto de los resultados experimentales resulta que los radios nucleares R pueden ser razonablemente reproducidos tomando:

$$\rho_0 = 0,165 \text{ nucleones/fm}^3$$

$R = R_0 A^{1/3}$ ($R_0 = 1,07$ fm con electrones como proyectiles, $1,2$ fm, con neutrones como proyectiles)

$$a = 0,6 \text{ fm}$$

Estos resultados indican que la densidad nuclear en la región central y el espesor de la superficie son aproximadamente iguales para todos los núcleos.

Debemos señalar que, estrictamente hablando, lo que se determina mediante estos experimentos de dispersión de electrones es la densidad de carga nuclear (que es obviamente debida a los protones) y no la densidad de materia (a la que contribuyen tanto protones como neutrones). La determinación experimental de esta última magnitud presenta mucha mayor incerteza. Una advertencia, el término “radio” podría sugerir que el núcleo es esférico. Esto no es correcto, las distribuciones de carga de los núcleos no son perfectamente esféricas, se asemejan a un elipsoide de revolución, aunque las desviaciones de la esfericidad nunca son muy grandes, siendo la relación entre el semieje mayor y el menor del elipsoide del orden de $1,2$.

El hecho que el radio nuclear sea proporcional a $A^{1/3}$ implica que la densidad de masa es la misma para todos los núcleos. Veamos esto con una cuenta sencilla. Imaginemos un núcleo de

número másico A , es decir ${}^A X$ al cual supondremos esférico. Por simplicidad, también asumiremos que la masa de los protones y neutrones que forman este núcleo son iguales (lo cual es bastante razonable en el marco del modelo sencillo que planteamos) e iguales a $(m_p+m_n)/2$, siendo m_p y m_n las masas del protón y del neutrón, respectivamente. Entonces, la masa del núcleo será $A.m$. Con todo esto, la densidad del núcleo será:

$$\rho = \frac{\text{masa}}{\text{volumen}} = \frac{A.m}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{A.m}{\frac{4}{3}\pi(1,07 \times 10^{-15} A^{1/3})^3} = \frac{A.m}{\frac{4}{3}\pi \cdot 1,225 \times 10^{-45} A} = 0,2 \times 10^{45} \cdot m \quad (6)$$

de modo que ρ es del orden de $3 \times 10^{17} \text{ kg/m}^3$. Es decir, un cubo de 1 cm de lado (aproximadamente el tamaño de un dado) de materia nuclear pesaría alrededor de ¡3.000 millones de toneladas! Si Queremos hacer la cuenta para un nucleido de la Tabla de isótopos, tomemos como ejemplo el ${}^{12}\text{C}$. En este caso, $A=12$, con lo cual $R=12 \text{ fm}$. La masa nuclear la podemos escribir como $M({}^{12}\text{C})=Z.m_p+N.m_n=6.m_p+6.m_n$, siendo m_p y m_n las masas del protón y del neutrón, respectivamente (veremos en breve que esta forma de calcular la masa nuclear no es correcta, es una aproximación, pero para los fines de nuestro cálculo es suficiente). El resultado es que la densidad del núcleo de ${}^{12}\text{C}$ es $2 \times 10^{17} \text{ kg/m}^3$, en buen acuerdo con el cálculo anterior.

Una manera alternativa de ver que tan denso es el núcleo es comparar la densidad de la materia nuclear con la densidad de materia en un sólido. La relación entre ambas conduce a la siguiente expresión:

$$\frac{\text{densidad de la materia nuclear}}{\text{densidad de un sólido}} \approx \frac{\text{volumen del sólido}}{\text{volumen del núcleo}} = \left(\frac{10^{-10}}{10^{-14}}\right)^3 = 10^{12} \quad (7)$$

Este resultado implica que la densidad del núcleo es 10^{12} veces mayor que la densidad de la materia macroscópica, lo que da una idea de la gran compactación de los nucleones en un núcleo y nos vuelve a mostrar que la materia macroscópica está esencialmente vacía, ya que la mayor parte de la masa está concentrada en los núcleos.

Espines y momentos magnéticos nucleares

Como introducción a los puntos que presentaremos en esta sección, recordemos brevemente la Física Atómica. La Ecuación de Schrödinger había sido muy exitosa para describir diferentes fenómenos físicos y en particular los espectros de absorción y emisión del átomo de hidrógeno y de los átomos en general. Si recordamos, los electrones de un átomo se describen mediante tres números cuánticos (el número cuántico principal, el orbital y el magnético). Más allá de esto, varias observaciones experimentales mostraban que la Ecuación de Schrödinger no decía todo acerca del comportamiento de los electrones en los átomos. Por ejemplo, los experimentos mostraban que cuando un átomo se colocaba en un campo magnético se producían

desdoblamiento de las líneas espectrales. Este desdoblamiento, conocido como efecto Zeeman, era correctamente predicho por la Ecuación de Schrödinger. Sin embargo, los espectroscopistas encontraban desdoblamientos y corrimientos de las líneas espectrales que no podían ser explicados en este marco. Este efecto, se llamó Efecto Zeeman anómalo [Young, Serway, Alonso]. También ocurría que algunos niveles de energía presentaban desdoblamientos parecidos a los del efecto Zeeman, aunque no hubiera un campo magnético externo presente. Por ejemplo, cuando las líneas del espectro del hidrógeno se examinan con un espectrómetro de alta resolución, se observa que algunas líneas son en realidad un conjunto de líneas muy cercanas llamadas multipletes. Asimismo, la línea anaranjada-amarilla del sodio, que corresponde a la transición $4p \rightarrow 3s$ del electrón externo, se ve que es un doblete (589,0 y 589,6 nm), lo cual indica que en realidad el nivel $4p$ podría ser en realidad dos niveles muy cercanos. Nada de esto era predicho por la ecuación de Schrödinger [Young, Serway, Alonso].

En 1922, Otto Stern y Walter Gerlach encontraron anomalías similares en experimentos realizados con haces atómicos en campos magnéticos no uniformes. En 1927, T. E. Phipps y J. B. Taylor repitieron el experimento de Stern-Gerlach utilizando un haz de átomos de hidrógeno. En su estado fundamental, que presenta un momento magnético cero. Por lo tanto, el campo magnético no debería desviar el haz. Sin embargo, el experimento mostraba que el haz se dividía en dos componentes [Young, Serway, Alonso]. Con base en este resultado, sólo se llegó a la conclusión que debía haber algo más que no estaba incluido en la Ecuación de Schrödinger. Debía haber, además del movimiento orbital del electrón, una contribución adicional al momento magnético del átomo. Basado en esto, dos estudiantes graduados en los Países Bajos, George Uhlenbeck y Samuel Goudsmit, propusieron en 1925 que el electrón debería tener algún “movimiento” (grado de libertad) adicional. Usando un modelo semiclásico, sugirieron que el electrón se comportaba como una esfera giratoria de carga, en vez de como una partícula puntual. En ese caso, tendría una cantidad de movimiento angular de espín adicional, además del momento magnético correspondiente [Young, Serway, Alonso]. Esta imagen del electrón girando alrededor de su eje mientras orbita alrededor del núcleo puede ser conveniente, pero es técnicamente incorrecta. Sólo existen dos direcciones posibles para el espín del electrón, $+1/2$ y $-1/2$. Con esta corrección, para identificar por completo el estado de un electrón en un átomo, necesitamos un cuarto número cuántico, m_s , para especificar la orientación del espín del electrón. Para un electrón, se asignan a m_s los valores $+1/2$ o $-1/2$. El electrón es entonces una partícula de espín $1/2$, y cómo tal cumple con el principio de exclusión de Pauli: en un sistema, no podemos tener dos electrones con el mismo conjunto de cuatro números cuánticos. Dado un cierto nivel electrónico, caracterizado por unos dados valores de números cuántico principal, orbital y magnético, en él se pueden localizar dos electrones, uno con espín $+1/2$ y el otro con espín $-1/2$. El concepto de espín del electrón permitió describir la estructura fina de los espectros ópticos, la dispersión de partículas β por electrones y otras observaciones experimentales.

Ahora sí, volvamos a los núcleos y los nucleones. Se ha determinado que el espín del protón es $1/2$. Para describir los momentos magnéticos electrónicos se introducía como unidad natural para el momento magnético el *magnetón de Bohr* definido como $\mu_B = e\hbar/2m_e$, siendo m_e la masa del electrón [Young, Serway, Alonso]. La magnitud de la componente Z del momento magnético

del espín del electrón es casi exactamente igual a μ_B . Es decir, $|\mu_{sz}| \approx \mu_B$. Al describir momentos magnéticos nucleares, se puede definir una cantidad análoga, el magnetón nuclear μ_{nuc} :

$$\mu_{nuc} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 3,152 \times 10^{-18} \text{ MeV} \cdot \text{G} \quad (8)$$

donde m_p es la masa del protón. Ya que la masa del protón es 1836 veces mayor que la masa del electrón, el magnetón nuclear tiene una magnitud 1836 veces menor que μ_B . Sería de esperar que la magnitud de la componente Z del momento magnético de espín del protón sea aproximadamente igual a μ_{nuc} . Sin embargo, resulta que:

$$|\mu_{sz \text{ protón}}| = 2,928 \mu_{nuc} \quad (9)$$

Las razones por la cual el protón tiene este momento magnético dipolar “anómalo” no han sido completamente entendidas, pero ciertamente está relacionado con la estructura interna del protón en términos de quarks.

El neutrón también tiene un espín 1/2. Como el neutrón no tiene carga eléctrica se podría pensar que la existencia de un momento angular asociado al espín no implica movimientos de carga y que, por lo tanto, el momento magnético dipolar de esta partícula debería ser cero. Sin embargo, se ha determinado experimentalmente que:

$$|\mu_{sz \text{ neutrón}}| = 1,9130 \mu_{nuc} \quad (10)$$

Nuevamente, este momento magnético anómalo se debe a que el neutrón no es una partícula fundamental, tiene una estructura interna. Al igual que los protones, están formados por partículas más simples, los *quarks*. Notemos que estas partículas componentes del neutrón no pueden ser un protón y un electrón, de forma tal de tener una carga nula, ya que esto implicaría que el espín del neutrón debería ser un número entero de veces 1/2, en contradicción con el valor 1/2 determinado experimentalmente.

Cuando un núcleo se coloca en un campo magnético externo hay una energía de interacción tal como ocurre con los momentos magnéticos atómicos. Las componentes m_z del momento magnético en la dirección del campo están cuantizadas, dando lugar a una serie de niveles de energía con esta interacción.

El momento angular total del núcleo, que por razones históricas se denomina espín nuclear y se designa por I queda determinado por la composición del espín intrínseco de cada uno de los nucleones que componen el núcleo (es decir, protones y neutrones, cada uno de los cuales aporta 1/2) y el momento angular correspondiente al movimiento relativo de estas partículas dentro del núcleo. La magnitud del espín nuclear (el momento angular total) es:

$$I = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (11)$$

y su componente Z es

$$I_z = m_i \hbar \quad (12)$$

con $m_i = -I, -I+1, \dots, I-1, I$. Notemos entonces que el nombre espín nuclear se refiere a una combinación de las cantidades de movimiento angulares orbitales y espín de los nucleones. Formalmente, lo correcto sería momento angular nuclear total.

Experimentalmente se observa que cuando el número total de nucleones A es par, I es un entero y cuando A es impar, I es semientero. Si además Z y N son pares el espín del núcleo es cero, lo cual sugiere que un apareamiento de partículas con componentes de espín opuestos puede ser importante en la estructura nuclear. A esto se lo denomina *efecto de apareamiento*. En el caso de núcleos con N o Z impar y A impar, es razonable suponer que el espín nuclear coincide con el momento angular del nucleón desapareado, hipótesis que se cumple en muchos núcleos. En el caso de núcleos con Z y N impares, tenemos dos nucleones desapareados (un protón y un neutrón) y el resultado para el espín nuclear es más difícil de predecir, más allá que debe ser un entero ya que el número total de nucleones es par. Para ser válido, cualquier modelo nuclear debe ser capaz de predecir correctamente los espines nucleares.

Experimentalmente se encuentra que los espines nucleares toman valores entre 0 (como en el caso del ^4He y el ^{12}C) a unos pocos magnetones nucleares, como en el caso del ^{176}Lu , para el cual $I=7$.

Una aplicación. Resonancia magnética nuclear e imágenes médicas

Sabemos de los cursos básicos de Física que cuando se coloca un dipolo magnético en un campo magnético, se produce una interacción que tiende a alinear el dipolo con el campo. Similarmente, cuando un núcleo se coloca en un campo magnético externo hay una interacción y una energía de interacción U dada por:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (13)$$

Las componentes m_z del momento magnético en la dirección del campo están cuantizadas, dando lugar a serie de niveles de energía como producto de esta interacción. Cuando el momento magnético se alinea con el campo (tanto como lo permite la Física Cuántica), tenemos el estado de menor energía. Cuando $\vec{\mu}$ se alinea antiparalelo al campo (tanto como lo permitan las reglas de la Mecánica Cuántica), U tiene su valor máximo. Entre estos valores máximo y mínimo de energía están los estados de energía que corresponden a las direcciones cuantizadas del momento magnético respecto al campo. Para el caso particular de un núcleo con espín $1/2$ sólo existen dos estados permitidos, tal como se muestra en la figura 2.4.

Hagamos una cuenta. Supongamos que colocamos protones (${}^1\text{H}$) en un campo magnético cuya magnitud es 2,3 T, alineado a lo largo de un eje arbitrario Z. El espín de estos núcleos es 1/2, por lo cual la diferencia de energías corresponderá a la energía entre un estado con la componente μ_z paralela al campo y uno con la componente antiparalela al campo. La energía del sistema cuando la componente Z de $\vec{\mu}$ es paralela al campo viene dada por:

$$U = -[\mu_z].B = -(2,7928). (3,152 \times 10^{-8} \text{ eV/T}). (2,30 \text{ T}) = -2,025 \times 10^{-7} \text{ eV} \quad (14)$$

y, cuando es antiparalela la energía es $+2,025 \times 10^{-7} \text{ eV}$. Por lo tanto, la diferencia de energía entre ambos estados es $\Delta U = 2.(2,025 \times 10^{-7} \text{ eV}) = 4,05 \times 10^{-7} \text{ eV}$.

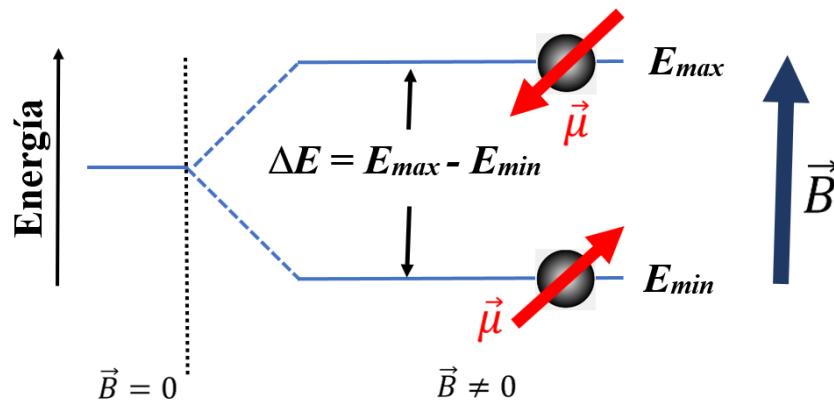


Figura 2.4. Diagrama esquemático de los estados de energía permitidos para un núcleo de espín 1/2 en presencia de un campo magnético externo. El estado de menor energía (E_{min}) corresponde al caso del espín nuclear alineado con el campo y el estado de mayor energía (E_{max}) corresponde al caso de espín nuclear antiparalelo al campo magnético.

Para producir una transición de un estado al otro el sistema debe absorber o emitir un fotón de energía igual a la diferencia de energía entre los dos estados. La frecuencia y la longitud de onda de ese fotón son:

$$f = \frac{\Delta E}{h} = 97,9 \text{ MHz} \quad (15)$$

y

$$\lambda = \frac{c}{f} = 3,1 \text{ m} \quad (16)$$

Esta frecuencia se localiza en la mitad de la región de ondas de radio del espectro electromagnético (en la banda de las radios FM).

Una forma de observar las transiciones entre estos dos estados de espín es empleando una técnica llamada *resonancia magnética nuclear* (NMR, *nuclear magnetic resonance*). Una técnica

de diagnóstico médico ampliamente utilizada llamada IRM, por formación de imagen por resonancia magnética, se basa en la resonancia magnética nuclear de los protones, ^1H . Ya que casi dos tercios de los átomos en el cuerpo humano son de hidrógeno (el cual produce una señal NMR fuerte), las IRM funcionan muy bien para visualizar tejidos internos. Supongamos entonces que queremos tomar imágenes de medicas de un paciente. Se coloca al paciente dentro de un gran solenoide por el que circula una corriente que genera un campo magnético constante en el tiempo, pero que varía en magnitud en forma espacial de punto a punto del cuerpo. La orientación del campo define un eje Z y su magnitud las energías de los estados de momento magnético paralelo o antiparalelo al campo magnético aplicado. Los núcleos de hidrógeno que contienen los diferentes tejidos presentan orientaciones aleatorias de espín, pero en presencia del campo magnético tienden a alinearse paralelamente al campo externo. Luego se aplica una breve señal de radio. Si la frecuencia f de esta señal se ajusta de modo tal que $E=hf$ sea igual a la diferencia de energía entre los posibles estados del espín, hay una absorción de energía por parte de los núcleos y los espines se orientan en forma antiparalela al campo magnético. Cuando se “apaga” la señal de radiofrecuencia, los espines se vuelven a orientan paralelos al campo externo, emitiendo fotones que son captados por detectores. Debido a la variación espacial del campo, la diferencia de energía entre las dos posibles orientaciones del espín nuclear varía punto a punto (ya que el campo varía punto a punto). Por lo tanto, átomos de hidrógeno en diferentes puntos del cuerpo absorben/emiten energías diferentes, lo que permite determinar el sitio de origen de cada fotón detectado. De esta forma, las señales pueden utilizarse para obtener información sobre la posición de los protones. Mediante computadoras se analiza la información del sitio de emisión de cada fotón para reconstruir una imagen, tal como se muestra en la figura 2.5.



Figura 2.5. Imagen obtenida por IRM de un cerebro. Obtenida de la carpeta de imágenes libres de Google. File:PET-IRM-cabeza-Keosys.JPG - Wikimedia Commons.

La principal ventaja de las IRM sobre otras técnicas de formación de imágenes es que causa un daño celular mínimo. Como vimos, para un campo del orden de 2 T los fotones emitidos tienen energías del orden de 10^{-7} eV, mucho menor que la energía de enlace en moléculas (del orden de 1 eV). Por lo tanto, la radiación de radiofrecuencia causa muy poco daño. En comparación,

los rayos X tienen energías en el rango 10^4 - 10^6 eV, y pueden provocar daño celular considerable. Por lo tanto, a pesar de los temores originados por asociar la palabra nuclear al IRM, la radiación de radiofrecuencia utilizada es muchísimo más segura que los rayos X que se aceptan sin reparos. Una desventaja del IRM es que el equipo necesario es muy costoso. El campo magnético producido por el solenoide es suficiente para levantar un automóvil y la señal de radio tiene una frecuencia e intensidad semejante a la utilizada por una estación de radio pequeña. Si bien las IRM son seguras si se utilizan correctamente, el campo magnético intenso que crea el solenoide requiere muchos cuidados para evitar accidentes originados por presencia de materiales ferromagnéticos en el laboratorio y cerca del aparato de IRM.

La resonancia magnética nuclear es además la base de métodos extremadamente sensibles y precisos para estudiar sistemas nucleares y atómicos, así como las formas en que estos núcleos interactúan con sus entornos a nivel subatómico.

Forma del núcleo. El momento cuadrupolar nuclear

En la sección anterior, cuando calculamos el tamaño del núcleo y su densidad, habíamos supuesto que éste se comporta como una distribución estática de carga esféricamente simétrica. Podríamos preguntarnos qué tan buena es esta hipótesis y, si en caso en qué el núcleo no sea esférico, existe alguna magnitud que podamos medir o determinar que nos permita poner a prueba la validez de dicha hipótesis. A mediados de los años 1930 Hermann Schüller y Theodor Schmidt, basados en sus observaciones de la estructura hiperfina de los espectros atómicos (ocasionada por perturbaciones inducidas en los espectros por el momento magnético del núcleo), habían sugerido que ciertos núcleos podrían no tener forma esférica [Brix]. En cuanto a la segunda cuestión, resulta que sí hay una medida de la esfericidad (o mejor dicho, del apartamiento de la simetría esférica) del núcleo atómico, el momento cuadrupolar eléctrico que denominaremos Q . Veamos cómo esta magnitud nos describe la asimetría del núcleo.

Supongamos por un momento que el núcleo tiene forma esférica. Si aplicamos un campo eléctrico externo, no se producirá reorientación alguna de la esfera, ya que no hay una dirección preferencial. Si dejemos de lado la idea que la carga nuclear es esféricamente simétrica, la forma más simétrica que podamos imaginar después de la esfera es un elipsoide. Si alineamos al elipsoide con respecto a su eje principal de simetría, éste puede ser un elipsoide achatado en los polos (se lo llama *elipsoide oblado*) o alargado en dirección de los polos (*elipsoide prolado*). Esas dos situaciones se muestran en la Figura 2.6. En presencia de un campo eléctrico externo, una distribución de carga con cualquiera de estas dos formas interactuará con el campo y tenderá a alinear su eje de simetría en la dirección del campo eléctrico externo, a la cual definiremos como Z .

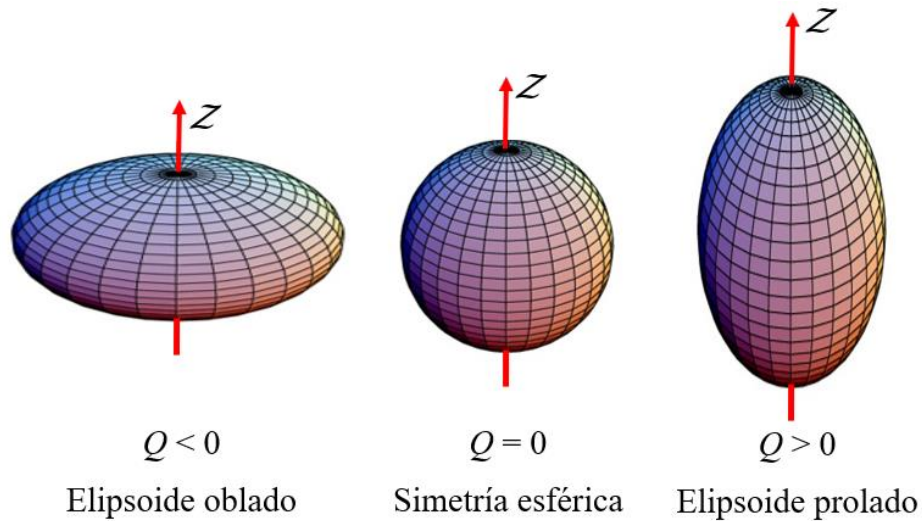


Figura 2.6. Geometría para los casos $Q < 0$, $Q = 0$ y $Q > 0$ según un eje arbitrario Z .

Es bien sabido que una configuración de carga arbitraria produce un potencial eléctrico en un punto \vec{r} del espacio dado por:

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV' \quad (17)$$

donde $\rho(\vec{r}')$ es la densidad de carga, \vec{r} el punto donde evaluamos el potencial (con respecto a un origen 0) y \vec{r}' la posición de un elemento de carga de volumen dV (ver figura 2.7).

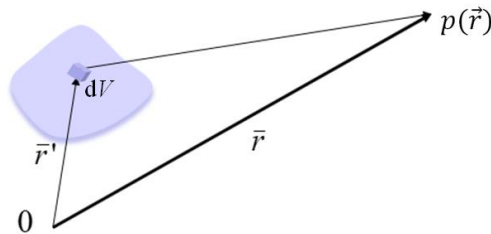


Figura 2.7. Distribución de carga ubicada en una región del espacio con respecto a un origen arbitrario 0.

Si volvemos a pensar en el eje Z arbitrario antes definido, a distancias largas en la dirección Z $\phi(\vec{r})$ puede expandirse en la forma:

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} \int \rho(\vec{r}') dV' + \frac{1}{r^2} \int z. \rho(\vec{r}') dV' + \frac{1}{r^3} \int \rho(\vec{r}') (3z^2 - r'^2) dV' + \dots \right) \quad (18)$$

Para valores de \vec{r} grandes esta serie converge rápidamente. La integral en el primer término es la carga neta. Para valores de R extremadamente grandes éste es el único término relevante y por lo tanto el potencial es igual al que se obtendría si toda la carga estuviera concentrada en

un punto. La integral en el segundo término recibe el nombre de momento dipolar eléctrico y la integral en el tercer término es el momento cuadrupolar eléctrico Q :

$$Q = \int \rho(\vec{r}') (3z'^2 - r'^2) dV' \quad (19)$$

Es posible demostrar que el momento dipolar eléctrico debe anularse en el caso nuclear. Por lo tanto, las desviaciones de orden más bajo respecto del campo de una carga puntual se deben al momento cuadrupolar eléctrico.

Normalmente el momento cuadrupolar nuclear se define de modo tal que, dimensionalmente, tenga unidades de área. Para ello, se toma la definición formal dada en (19) y se la divide por la carga eléctrica del protón, con lo cual queda especificado en unidades de área:

$$Q = \frac{1}{e} \int \rho(\vec{r}') (3z'^2 - r'^2) dV' \quad (20)$$

Así, en el sistema MKSC Q se expresa en m^2 . Se suele emplear una unidad denominada barn, igual a $10^{-28} m^2$.

Es posible demostrar que el momento cuadrupolar nuclear se puede expresar en función de la carga total del núcleo, $Z.e$ (no confundir, aquí Z es el número atómico) y los semiejes mayores y menores a y c (una demostración muy clara y completa de este punto se puede encontrar en la Referencia [Momento cuadrupolar]). En general, un elipsoide queda caracterizado por sus tres semiejes mayores, a , b y c (ver figura 2.8). En los casos de un elipsoide prolado o uno oblado, dos de los semiejes son iguales, con lo cual tenemos dos semiejes mayores, a y c (suponemos $b=a$). De esta forma, y en unidades de área, Q viene dado por:

$$Q = \frac{2Z}{5} (c^2 - a^2) \quad (21)$$

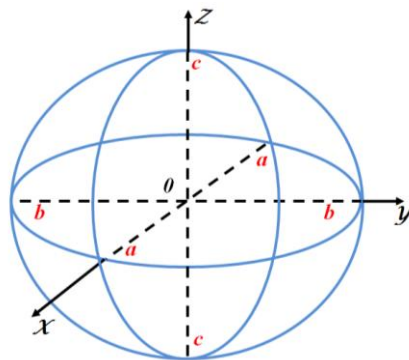


Figura 2.8. Semiejes a , b y c de un elipsoide.

Resulta claro de la ecuación anterior que si el semieje a es mayor que el semieje c entonces $Q < 0$ y el elipsoide será un elipsoide oblado, mientras que si el semieje a es menor que el semieje c entonces $Q > 0$ y el elipsoide será un elipsoide prolado. Si $a = c$, $Q = 0$, que corresponde a la simetría esférica.

Hay otras maneras de definir la desviación con respecto a una esfericidad perfecta. Una de ellas consiste en definir un *parámetro de excentricidad* η de la siguiente forma:

$$\eta = \frac{c^2 - a^2}{c^2 + a^2} \quad (22)$$

Si se busca en tablas y bases de datos, en la naturaleza existen nucleidos con momentos cuadrupolares positivos, negativos y nulos. Por lo general, las desviaciones respecto a la esfericidad son pequeñas. El momento cuadrupolar nuclear más grande corresponde al ^{176}Lu , cuya excentricidad es $\eta = 0,2$. Se puede demostrar teóricamente que núcleos con espín nuclear 0 o 1/2 tienen $Q = 0$, predicción que ha sido confirmada experimentalmente [Alonso]. Debemos decir nuevamente que cualquier teoría nuclear debe reproducir los valores de Q para ser considerada satisfactoria.

Estabilidad

Como mencionamos al comienzo de este capítulo, existen alrededor de 2700 nucleidos, cada uno con su combinación particular de protones y neutrones. Sin embargo, no todas las combinaciones de neutrones y protones dan lugar a núcleos estables. De hecho, sólo 264 (menos del 10% del total) son estables [Evans, Meyerhof, Povh]. En estos 264 nucleidos la fuerza de repulsión electrostática está compensada por la fuerza nuclear fuerte, dando lugar a un núcleo que mantiene su configuración en el tiempo. El resto son estructuras inestables. Se transforman, se desintegran, decaen, para formar otros nucleidos emitiendo partículas y radiación electromagnética. Este proceso de desintegración y emisión se denomina *desintegración radioactiva*. Al igual que los átomos, los núcleos buscan alcanzar el estado de menor energía posible. Sin embargo, mientras que un átomo sólo alcanza el estado de menor energía emitiendo fotones, un núcleo inestable puede hacerlo de muchas maneras diferentes. Que partículas, en que rango del espectro electromagnético se encuentra la radiación electromagnética emitida, las características del proceso y la escala de tiempos de esos procesos de decaimiento (que va desde fracciones de microsegundo hasta miles de millones de años) las discutiremos más adelante.

Si inspeccionamos cada uno de los 264 nucleidos estables, empezaremos a encontrar algunos detalles que revelan información sobre la estabilidad nuclear. 158 de los 264 nucleidos estables (el 60%) tiene Z par y N par. Estos núcleos se conocen como *par-par*. De este hecho podemos obtener una primera conclusión: la estabilidad de los núcleos par-par es un indicio que los núcleos tienen una clara tendencia a formar estructuras estables apareando nucleones. Alrededor de un 20% de los núcleos estables tiene Z par y N impar (53 nucleidos estables), y un número casi igual (49 nucleidos estables) tiene N par y Z impar. Sólo cuatro núcleos estables tienen Z impar y N impar: $^2_1\text{H}_1$, $^6_3\text{Li}_3$, $^{10}_5\text{B}_5$ y $^{14}_7\text{N}_7$. Estos núcleos se denominan *impar-impar*. Qué sólo existan cuatro nucleidos impar-impar estables confirma la influencia del apareamiento. Además, no hay nucleido estable con $A=5$ o $A=8$. De esta forma, el ^4He no admite una quinta

partícula en su estructura y los nucleidos compuestos por ocho nucleones decaen a nucleidos con menor A . Por ejemplo, el ${}^8\text{Be}$ se desintegra muy rápidamente en dos núcleos de ${}^4\text{He}$.

Para seguir obteniendo información relacionada con la estabilidad de los núcleos, en la figura 2.9 presentamos el número de neutrones N en función del número de protones Z . Esta gráfica se denomina *Gráfica de Segré*, en honor a quien la desarrolló, el físico italo-estadunidense Emilio Segré (1905-1989). Los cuadrados negros representan a los nucleidos estables, que definen una región relativamente delgada de estabilidad, también conocida como *línea de estabilidad*. Una inspección más profunda muestra que para los elementos livianos (A bajos), los núcleos estables tienen aproximadamente la misma cantidad de protones y neutrones, $N \approx Z$ (esta relación corresponde a la línea roja de la figura 2.9). La relación N/Z para núcleos estables aumenta en forma gradual al incrementarse A hasta aproximadamente 1.5 para A mayores a 20, debido a la creciente repulsión coulombiana entre protones. Como resultado, son necesarios más neutrones para mantener al núcleo estable, lo que muestra que los neutrones juegan un rol fundamental en la fuerza nuclear fuerte. Un exceso de neutrones en elementos más pesados favorece la estabilidad, ya que los neutrones aportan a la fuerza de atracción entre nucleones, mientras que los protones proporcionan tanto fuerzas de atracción como de repulsión coulombiana. Como veremos, la fuerza nuclear es de corto alcance, por lo cual afecta solo a los "vecinos cercanos" en el núcleo, mientras que la fuerza coulombiana es de largo alcance. Por lo tanto, se requiere un exceso de neutrones en núcleos pesados para compensar la fuerza de repulsión de largo alcance entre protones cuando Z es grande. La gráfica 2.9 muestra también que la línea de estabilidad termina en el ${}^{209}\text{Bi}$ ($Z=83$, $N=126$). En otras palabras, no hay nucleidos estables con $A>209$ o con $Z>83$. También podemos notar que no hay nucleido estable con $Z=43$ (tecnecio, el elemento químico más liviano que no tiene isótopos estables) o $Z=61$ (prometio).

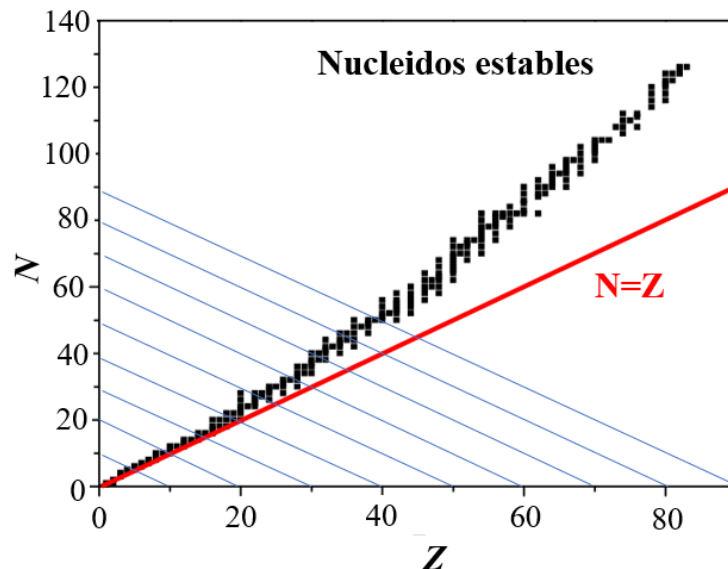


Figura 2.9. Número de neutrones N en función del número atómico Z para los nucleidos estables (indicados con cuadrados negros) que se encuentran en la naturaleza. Estos núcleos se agrupan en una banda angosta conocida como línea de estabilidad. La línea continua roja corresponde a $N=Z$. Cada línea azul representa un valor específico del número másico A . Notar que la línea de estabilidad coincide con $N \approx Z$ para elementos livianos y $N \approx 1,5Z$ para elementos pesados.

De la Gráfica de Segré también podemos ver que pueden existir varios isótopos estables para un dado elemento. Por ejemplo, para el elemento químico estaño (Sn, $Z=50$) existen 10 isótopos estables. También, pueden existir, para un dado N , varios isótonos estables. En general, las líneas A constante sólo pasan por uno o dos nucleidos estables. Es decir, hay un intervalo muy pequeño de estabilidad para un determinado número másico.

Otra conclusión importante es que nucleidos caracterizados por valores de N y Z que los ubican a la derecha de la región de estabilidad tienen demasiados protones con relación al número de neutrones para ser estables. En esos casos gana la repulsión coulombiana y el núcleo decae, se transforma, a otro que esté más cerca de la línea de estabilidad (o sobre ésta). En esta región, para que un núcleo se vuelva más estable (se “acerque” a la línea de estabilidad), el proceso de decaimiento involucra que protones se conviertan en neutrones. La respuesta a las preguntas ¿cómo un protón se puede transformar en un neutrón? y ¿qué ocurre con la conservación de la carga? Las responderemos en el próximo capítulo. A la izquierda de la línea de estabilidad se ubican los nucleidos con demasiados neutrones en relación con los protones. En esos casos, la energía asociada con los neutrones está desbalanceada en relación con la de los protones, y los nucleidos decaen vía un proceso que convierte los neutrones en protones. Esto nos permite comenzar a entender el código de colores de la tabla de isótopos de la figura 2.1. En negro se representa a los nucleidos estables, en azul a aquellos que decaen por un proceso que transforma neutrones en protones y en rojo a los procesos de decaimiento que implican la conversión de un protón en un neutrón. Completaremos este análisis en el próximo capítulo.

Masas nucleares

En el modelo del átomo desarrollado a partir de los experimentos de Rutherford y que describimos en el capítulo anterior, la masa del átomo está mayoritariamente localizada en el núcleo. En efecto, los átomos neutros contienen un electrón por cada protón. Como acabamos de ver, hay en promedio un neutrón por cada protón para un nucleido liviano y 1.5 neutrones por protón en el caso de los pesados. Como cada nucleón tiene una masa unas 2000 veces mayor que la del electrón, sólo 1 parte en 2000 (nucleidos livianos) y una parte en 5000 (nucleidos pesados) de la masa del átomo está fuera del núcleo. El resto corresponde a la masa de los neutrones y protones y por lo tanto reside dentro del núcleo.

Cuando calculamos la densidad nuclear asumimos que la masa del núcleo era igual a la suma de la masa de los constituyentes. Esto es una extrapolación de nuestra experiencia cotidiana, del mundo macroscópico, en el cual la masa es una propiedad extensiva. Sin embargo, ya sabemos que en el mundo de las partículas atómicas y subatómicas rigen las leyes de la Mecánica Cuántica, que suelen ser contrarias al “sentido común”. Y en este caso, así es. Si se mide con precisión la masa nuclear resulta que ésta es siempre menor que la suma de las masas de las partículas que la componen. Este faltante se denomina *defecto de masa* (o *defecto másico*)

y se debe a que parte de la masa se convierte en la energía de ligadura que mantiene unido al núcleo. El defecto de masa para un nucleido que contiene Z protones y N neutrones es entonces:

$$\Delta m = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M) \quad (23)$$

donde m_p y m_n son las masas del protón y del neutrón y M la masa del núcleo (medida experimentalmente o calculada a partir de algún modelo). Notemos que así definido, el faltante de masa es siempre positivo. Utilizando la relación de Einstein, $E=mc^2$, este defecto de masa se puede expresar en términos de un faltante de energía:

$$\Delta E_b = (Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M)c^2 \quad (24)$$

Es conveniente expresar $c^2= 931,5$ MeV/u, de forma tal que si expresamos todas las masas en u, obtenemos la energía en MeV.

La energía E_b obtenida a partir del faltante de masa usando la ecuación (24) es la llamada *energía de ligadura del núcleo*. Esta energía corresponde a la que se libera cuando el núcleo se forma a partir de sus nucleones constituyentes. Otra manera de entender la energía de ligadura es a partir del hecho que, para poder romper un núcleo, de manera de liberar todos sus constituyentes, hace falta entregar una energía E_b . En este sentido es semejante a la energía de ionización necesaria para separar a los electrones de un átomo.

Veamos un ejemplo. El núcleo más simple es el del hidrógeno, ^1H , formado por un único protón, y por lo tanto no hay energía de ligadura. El segundo núcleo más simple es el ^2H , el deuterón (D). Está formado por un protón y un neutrón. Entonces, la energía de ligadura será:

$$\Delta E_b(D) = (m_p + m_n - M(D))c^2 \quad (25)$$

En los cálculos de energías de ligadura nuclear es conveniente utilizar la masa del átomo neutro en lugar de las masas nucleares. Para que el cálculo sea correcto, cuando se considera la masa de los componentes por separados en lugar de usar la masa del protón se debe tomar la del hidrógeno. De esta manera, la masa extra de los electrones que contiene la masa del átomo neutro respecto de la nuclear se cancela con la de los electrones asociados a los átomos de hidrógeno. Esta cancelación de la masa de los electrones no es exacta debido a la energía de enlace atómico (al igual que en el caso nuclear, la masa de un átomo es siempre menor que la suma de las masas del núcleo y los Z electrones que lo forman). Sin embargo, la energía de enlace atómico es del orden de los eV, mientras que las energías de enlace nuclear son del orden de los MeV, como veremos en breve, por lo cual esta diferencia es despreciable. En términos de masas atómicas:

$$\Delta E_b(D) = (M(H) + m_n - M(D))c^2 \quad (26)$$

donde $M(H)$ y $M(D)$ son las masas del átomo de H y del deuterio. Estas masas atómicas se pueden encontrar en diferentes tablas [Masas]. De la tabla:

$$\Delta E_b(D) = (1,007825 \text{ u} + 1,008665 \text{ u} - 2,014102 \text{ u})(931,5 \text{ MeV/u}) \quad (27)$$

de donde $E_b=2,224 \text{ MeV}$. Notar que es importante trabajar con al menos cinco decimales para las masas. Estos 2,224 MeV corresponden a la energía necesaria para separar el deuterón y obtener un protón y un neutrón separados. En el caso del ^4He , la energía de ligadura es 28,5 MeV. De esta forma, podríamos calcular la energía de ligadura de los 2700 nucleidos que existen en la naturaleza.

Obviamente, cuanto mayor sea el número de nucleones, mayor será la energía de enlace total. Por lo tanto, un parámetro más significativo para indicar lo fuertemente unido que está un núcleo es la energía de enlace por nucleón, E_b/A . A mayor valor de E_b/A , mayor estabilidad nuclear. Para el caso del ^2H , $E_b/A = (2,224 \text{ MeV})/(2 \text{ nucleones}) = 1,112 \text{ MeV}$ por nucleón. Para el caso del helio, $E_b/A = 7,13 \text{ MeV}$.

La figura 2.10 es la gráfica de E_b/A en función de A para diversos nucleidos. Notemos que el deuterón tiene la mínima energía de enlace por nucleón de todos los nucleidos. Observemos el pico en $A=4$, que indica una energía de enlace por nucleón excepcionalmente alta del núcleo ^4He (partícula alfa) en relación con sus vecinos. Otros núcleos livianos con alta energía de ligadura son $^{12}_6\text{C}$ y $^{16}_8\text{O}$, ambos núcleos par-par.

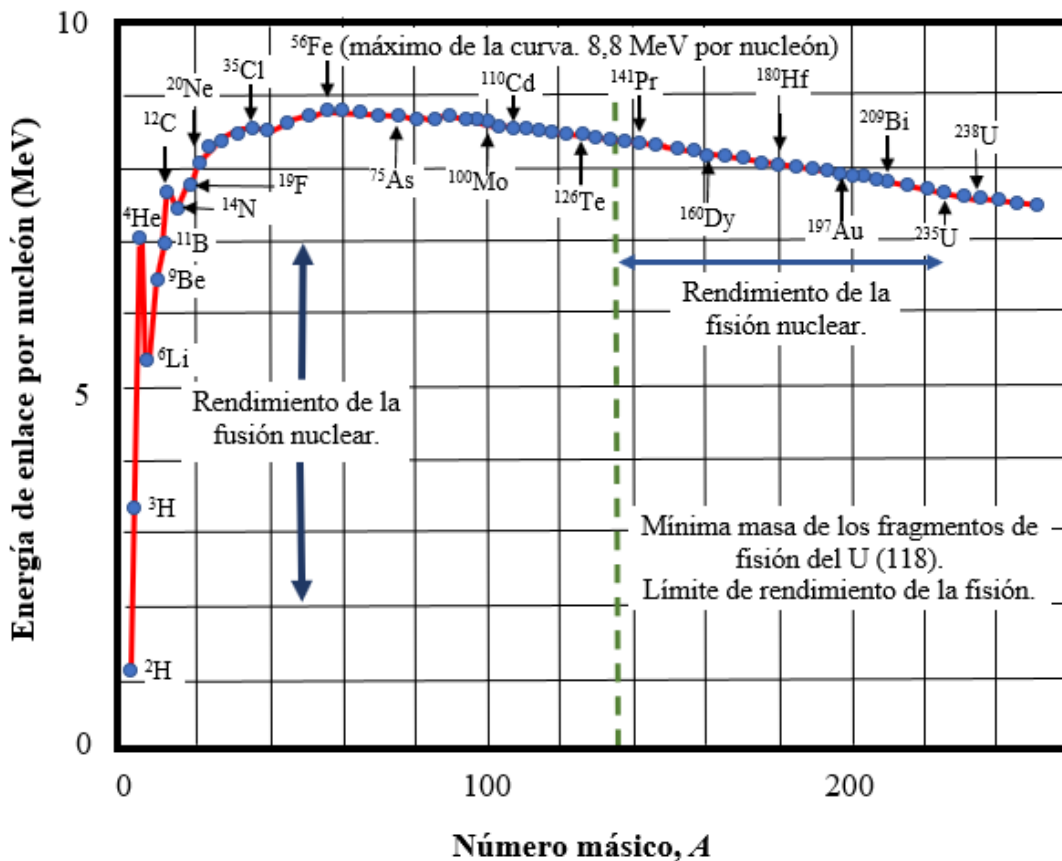


Figura 2.10. Energía de enlace por nucleón en función del número másico A.

Salvo para los núcleos muy livianos, la curva es relativamente plana. Esto indica que casi todos los nucleidos tienen energías de enlace en el rango 7 a 9 MeV por nucleón. La energía de ligadura tiene un máximo (del orden de 9 MeV por nucleón) para nucleidos de número de $A \approx 60$. A partir de allí disminuye lentamente con A , lo que indica que los núcleos que tienen números de masa mayores o menores de 60 no están unidos con tanta fuerza como aquellos cercanos a la mitad de la tabla periódica. La reducción de la energía de enlace para nucleones en $A=60$ implica que se libera energía cuando el núcleo pesado se divide, se fisiona, en dos núcleos más ligeros. En este proceso de fisión se libera energía, ya que los nucleones de cada núcleo producido están ligados más fuertemente que los nucleones del núcleo original. Tomemos como ejemplo el caso del ^{235}U o el ^{238}U . La energía de enlace promedio por nucleón en la región $A=240$ es del orden de 7,6 MeV. Supongamos que el ^{235}U o el ^{238}U se dividen en dos fragmentos de A del orden de 120. Para esta región de A , la energía de ligadura por nucleón es del orden de 8.5 MeV. Es decir, la diferencia de energía de enlace es del orden de 0,9 MeV por nucleón y la energía liberada en el proceso por cada fisión de un núcleo de U es del orden de 200 MeV. A partir de este ejemplo reconocemos la importancia del proceso de fisión controlada: la producción de energía mediante reactores nucleares. Para darnos una idea de la energía producida en el proceso de fisión, podemos comparar los 200 MeV liberados con la energía liberada en una reacción química, por ejemplo, la oxidación del U, $\text{U} + \text{O}_2 \rightarrow \text{UO}_2$. El calor de combustión es de unos 11 eV por átomo, es decir, 20 millones de veces menor que el obtenido en el proceso de fisión. Como otro ejemplo, para producir la misma energía que se obtiene con la fisión de 1 kg de ^{235}U se requiere quemar 3.000 toneladas de carbón.

Contrario al caso de los núcleos pesados, los núcleos ligeros ganan energía de ligadura al unirse, fusionarse, liberando energía en el proceso y formando elementos más pesados. En este sentido, la figura 2.10 nos permite comprender el origen de los elementos químicos. En las primeras etapas del Universo, los únicos elementos existentes eran el hidrógeno y el helio (en baja proporción). Bajo la fuerza gravitacional las nubes de gas formaron las estrellas. Al formarse una estrella, y durante la mayor parte de su vida, convierte el hidrógeno de su interior en helio por fusión. En este punto debemos tener en cuenta que para que dos núcleos se fusionen deben acercarse a una distancia del orden de 10^{-15} m. Para lograrlo, deben vencer la repulsión coulombiana entre sus cargas positivas, para lo que se necesita tener una cierta energía cinética. Para dos protones a esta distancia, la energía potencial correspondiente es del orden de 0.7 MeV (podemos calcularla como la energía potencial eléctrica de dos cargas puntuales $+e$ separadas 10^{-15} m). Una forma en que los protones pueden adquirir esta energía cinética es mediante calor. A partir de $E = (3/2)k_B T$ (siendo k_B la constante de Boltzmann), la temperatura necesaria para que los protones adquieran la energía cinética necesaria y se acerquen lo suficiente para que se produzca la fusión es del orden de 3×10^9 K. Es por esto que los procesos de fusión se dan en el interior de las estrellas, donde se puede alcanzar la temperatura necesaria para el proceso. A medida que la estrella envejece, la temperatura en su interior puede elevarse lo suficiente para que se efectúen otras reacciones de fusión, que convierten al helio en carbono, oxígeno y otros elementos cada vez más pesados, hasta del pico de la curva mostrada en la figura 2.10 en $A=60$. Para crear elementos con números másicos superiores a 62 se necesita energía adicional. Esta

energía proviene de la explosión de supernovas que ocurren cuando mueren grandes estrellas. De esta forma, todos los átomos pesados que existen en nuestro cuerpo fueron producidos por la explosión de estrellas ancestrales. Literalmente, somos los restos de antiguas estrellas que murieron quizás hace miles de millones de años y a millones de años luz de distancia. Se puede leer más sobre los procesos de formación de los elementos químicos en [Lippuner] y [Naukas].

Modelos nucleares

En el núcleo los nucleones están sujetos a dos tipos de interacciones: fuerza eléctrica (repulsiva) entre protones y la fuerza nuclear fuerte, que involucra tanto a protones como neutrones, que debe compensar la repulsión eléctrica. Podemos preguntarnos entonces por la naturaleza de la fuerza nuclear fuerte. Claramente, esta no puede deberse a la interacción gravitatoria entre nucleones, ya que para las masas y distancias en juego es extremadamente débil, órdenes de magnitud menor a la fuerza eléctrica entre protones. Tampoco puede ser de naturaleza electromagnética, ya que involucra a los neutrones, que no tienen carga eléctrica. Por lo tanto, la fuerza nuclear fuerte debe ser de un nuevo tipo. Esta nueva fuerza debe tener las siguientes características:

- No debe depender de la carga. Si dependiera de la carga, los neutrones no estarían bajo la influencia de esta fuerza.

- Debe ser de corto alcance del orden del fm, las dimensiones nucleares. Dentro de este rango, la fuerza nuclear debe ser mucho más intensa que las fuerzas eléctricas para que el núcleo sea estable.

- La densidad casi constante de la materia nuclear y el hecho que la energía de enlace por nucleón sea prácticamente independiente del número de nucleones para el caso de nucleidos pesados muestran que un nucleón no puede interactuar en forma simultánea con todos los demás nucleones de un núcleo, sino sólo con los que tiene en su cercanía inmediata. Esto nuevamente es completamente diferente al caso de la fuerza eléctrica, ya que cada protón en el núcleo repele a todos los demás. Esta limitación de la interacción fuerte se denomina saturación.

- De los datos obtenidos, se concluye que la fuerza nuclear fuerte favorece el enlace de pares de protones o neutrones con espines opuestos, y de pares de pares: un par de protones y un par de neutrones, cada uno con espín opuesto. Por consiguiente, la partícula alfa, formada por dos protones y dos neutrones, es un núcleo de estabilidad excepcional para su número de masa.

Se deben desarrollar entonces modelos que den cuenta de las características mencionadas y reproduzcan las propiedades que discutimos, lo que no es fácil. El estudio de la estructura nuclear es un problema que presenta una gran complejidad matemática. Implica estudiar un problema de muchos cuerpos interactuantes, con dos tipos de partículas (protones y neutrones) sometidas a dos clases distintas de interacción (eléctrica y nuclear). Es mucho más complejo que el problema de las partículas de un gas o de las moléculas que forman un líquido, un sistema planetario o un átomo pesado. En el primer caso el número de partículas en el volumen de gas es tan grande que se puede aplicar métodos estadísticos. En el caso del sistema planetario existe

un centro de fuerzas (la estrella central) de manera que la interacción de los planetas con dicho centro es mucho más fuerte que las fuerzas entre ellos y, por lo tanto, estas últimas pueden entonces despreciarse, quedando únicamente las fuerzas estrella - planeta que es de naturaleza central. En el caso del átomo con muchos electrones, las fuerzas entre electrones pueden ser tratadas como una perturbación de la fuerza de interacción con el centro. En el caso nuclear hay muchas partículas, pero no las suficientes para tratar al sistema en forma estadística y no existe un centro de fuerzas que permita tratar la interacción entre las partículas como una perturbación.

A partir de distintos modelos se ha llegado a comprender buena parte de la física nuclear. En la actualidad, ningún modelo puede explicar todas las características conocidas de los núcleos y por lo tanto es necesario recurrir a distintos tipos de modelos según lo que nos interese describir. Los modelos desarrollados cubren una gran gama de posibilidades: desde modelos donde los nucleones interactúan débilmente (modelos de partícula independiente), hasta modelos con nucleones fuertemente correlacionados (modelos colectivos). Claramente, la situación real está en algún punto intermedio entre estas aproximaciones extremas (estos modelos se denominan unificados). Describiremos aquí dos modelos. Un modelo colectivo, el *modelo de la gota líquida* y uno de partícula independiente, el *modelo de capas*.

El modelo de la gota líquida fue propuesto originalmente por George Gamow en 1928 y desarrollado por Niels Bohr en 1935. Este modelo es resultado de la observación que todos los núcleos tienen casi la misma densidad y que la energía de ligadura por nucleón es aproximadamente constante, independientemente de A . La propuesta es que los nucleones son análogos a las moléculas de un líquido, mantenidas juntas por interacciones de corto alcance y por efectos de tensión superficial. En este marco, los nucleones interactúan con fuerza entre sí y sufren colisiones frecuentes conforme se mueven dentro del núcleo, en forma similar al movimiento de agitación térmica de las moléculas en una gota de líquido o de una molécula en un gas. Esta imagen sencilla se puede usar para deducir una fórmula para determinar la energía total de ligadura de un núcleo a partir de cinco contribuciones.

Contribución de volumen. Como vimos, para $A > 60$ la energía de enlace por nucleón es aproximadamente constante. Por lo tanto, la fuerza nuclear que experimenta un nucleón se debe a unos cuantos de sus vecinos más cercanos y no a todos los otros nucleones que existen en el núcleo. En tal caso, en promedio, la energía de enlace asociada con la fuerza nuclear para cada nucleón es la misma en todos los núcleos. Por lo tanto, la energía de ligadura total del núcleo debe ser proporcional a A y, por lo tanto, al volumen nuclear. Como el volumen nuclear es proporcional a A , la contribución de la energía de enlace a todo el núcleo es igual a:

$$\text{Contribución de volumen: } C_1 A \quad (28)$$

donde C_1 es una constante a ajustar a partir de resultados experimentales.

Contribución de superficie. Los nucleones de la superficie de la gota tienen menos vecinos que los del interior, por lo cual (al igual que las moléculas en la superficie de un líquido) están menos ligados que los del interior. Esta disminución de la energía de ligadura total se puede tener en cuenta con un término de energía negativo (resta ligadura), proporcional al número de

nucleones en la superficie, y por ende al área $4\pi R^2$ de la superficie. Como R es proporcional a $A^{1/3}$, este término es proporcional a $A^{2/3}$. Entonces:

$$\text{Contribución de superficie: } -C_2 A^{2/3} \quad (29)$$

donde C_2 es otra constante a determinar.

Contribución de la repulsión coulombiana. Cada uno de los Z protones repele a todos los demás $(Z-1)$ protones presentes en el núcleo. La energía potencial total de repulsión eléctrica es proporcional a $Z(Z-1)/2$ e inversamente proporcional al radio nuclear R y, por lo tanto, a $A^{1/3}$. Este término de energía también debe ser negativo, ya que los nucleones están menos ligados de lo que lo estarían si no hubiera repulsión eléctrica. Entonces este término se puede expresar en la forma:

$$\text{Contribución de repulsión coulombiana: } -C_3 Z(Z-1)/A^{1/3} \quad (30)$$

donde C_3 es otra constante a ajustar.

Contribución de simetría. El núcleo debe tener un equilibrio entre las energías asociadas con los neutrones y los protones. Para el caso de A bajos, los núcleos estables son aquellos en los cuales $N \approx Z$. Cualquier asimetría grande entre N y Z para núcleos ligeros reduce la energía de enlace y hace que el núcleo sea menos estable. Para A grandes, N debe ser mayor que Z (aunque no mucho mayor). Se necesita entonces un término negativo de energía, que corresponda a la diferencia $|N-Z|$. La mejor correlación con las energías de enlace observadas se obtiene con un término proporcional a $(N-Z)^2/A$. Para valores de A pequeños, cualquier asimetría de importancia entre los valores de N y de Z hace que este término sea relativamente grande y reduzca la energía de enlace. Para valores A grandes, este término reduce su valor de manera que causa poco efecto en la energía de enlace global. Si usamos $N=A-Z$ para expresar esta energía en función de A y de Z , esta contribución se puede expresar en la forma

$$\text{Contribución de simetría: } -C_4 (A-2Z)^2/A \quad (31)$$

Contribución de apareamiento. La fuerza nuclear favorece el apareamiento de protones y neutrones. Esta contribución a la energía de ligadura es positiva (hay más ligadura) si tanto Z como N son pares, negativo (menos enlace) si tanto Z como N son impares y cero en cualquier otro caso. El mejor ajuste a los datos se obtiene con:

$$\text{Contribución de apareamiento: } \pm C_5 A^{-4/3} \quad (32)$$

Si sumamos todas las contribuciones (28)-(32), llegamos a una expresión para la energía de ligadura nuclear:

$$E_b = C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - C_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} \pm C_5 A^{-4/3} \quad (33)$$

Con:

$$C_1 = 15,75 \text{ MeV}$$

$$C_2 = 17,80 \text{ MeV}$$

$$C_3 = 0,7100 \text{ MeV}$$

$$C_4 = 23,69 \text{ MeV}$$

$$C_5 = 39 \text{ MeV}$$

A la ecuación (33) se le llama *fórmula semiempírica de masa* o *formula de Weizsaeker*. El nombre es adecuado. Es empírica porque se requiere determinar las constantes C_1, \dots, C_5 se a partir del ajuste a datos experimentales, aunque el modelo tiene una base teórica sólida. Debido a la necesidad del ajuste a datos experimentales, los valores de los coeficientes C_i e incluso la forma de cada término puede variar, existiendo varias expresiones en la literatura (ver, por ejemplo, Povh).

Consideremos como ejemplo el ^{80}Br . Para este nucleido $Z=35$. Aplicando la ecuación 33 se obtiene una energía de ligadura de 696,1 MeV, en muy buen acuerdo con el resultado experimental, 694,2 MeV. Para el caso del ^{64}Zn , $Z=30$, $N=34$, de donde $E_b= 560$ MeV, nuevamente en excelente acuerdo con el resultado experimental (559,09 MeV). Para el ^{63}Zn , la energía de ligadura calculada es 548,5 MeV, un 0.6% mayor que el valor experimental de 545,3 MeV.

Notemos que la fórmula semiempírica de masas permite obtener las masas atómicas. En efecto, si se estima la energía de enlace E_b usando la ecuación (33) se puede resolver la ecuación (24) y usarla para estimar la masa de cualquier átomo neutro:

$$\frac{A}{Z}M = Z \cdot M_H + N \cdot M_N - \frac{E_b}{c^2} \quad (34)$$

Esta ecuación reproduce los suficientemente bien los valores de las masas nucleares conocidas. Y esta no es la única predicción correcta del modelo. También permitió entender diversos procesos tales como el de fisión, el de fusión y numerosos decaimientos nucleares. Sin embargo, el modelo de la gota líquida no explica varias propiedades de la estructura nuclear, como por ejemplo las reglas de estabilidad, la cantidad de movimiento angular y los estados excitados.

El modelo de la gota líquida resultó ser extremadamente exitoso, lo que hizo que los modelos de partícula independiente quedaran relegados. Además, para muchos investigadores resultaba difícil aceptar que los nucleones pudieran comportarse como partículas independientes. Sin embargo, hacia fines de la década de 1940, se había acumulado una importante evidencia experimental que indicaban que diversas propiedades nucleares presentaban discontinuidades para ciertos valores de N o Z . Un ejemplo de esto son las energías de ligadura, que parecían ser bien predichas por el modelo de la gota líquida. En la figura 2.11 se comparan las energías de enlace por nucleón calculada según la fórmula semiempírica de masas y la energía de enlace

observada. Como se puede observar, existen diferencias más importantes para determinados valores de Z o N .

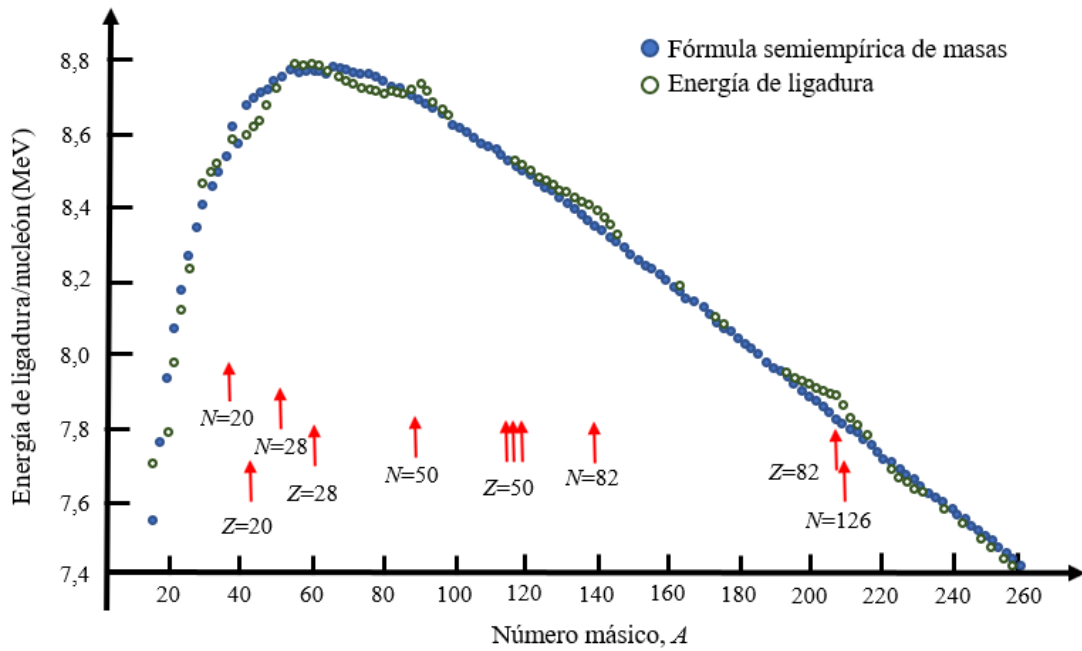


Figura 2.11. Energías de ligadura por nucleón determinadas experimentalmente comparadas con las predichas por la fórmula semiempírica de masas.

Para hacer más clara esta discusión, la figura 2.12 muestra la diferencia entre la energía de enlace por nucleón calculada y la observada en función de A . Como podemos observar, aparecen picos no predichos por el modelo de la gota líquida en valores de N o de Z dados por Z o $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ y 126 . A estos números se los conoce como *números mágicos*. Veamos por qué este nombre para estos valores de N o Z . Estudios de alta precisión de los radios nucleares muestran desviaciones con la expresión simple $R = R_0 A^{1/3}$. La curva del radio nuclear en función de N presenta picos en valores de N que corresponden a los números mágicos. De la misma forma, si graficamos el número de isótonos estables en función de N , se presentan picos en la gráfica, otra vez en los números mágicos.

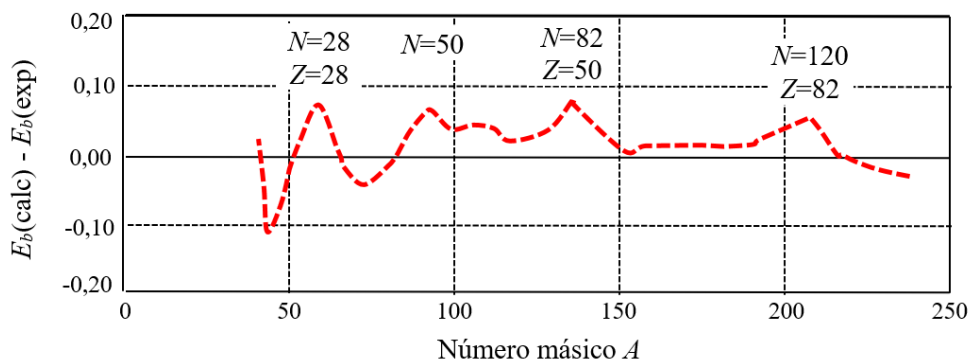


Figura 2.12. Diferencia entre las energías de enlace observadas ($E_b(\text{exp})$) en comparación con las calculadas en el marco del modelo de gota líquida ($E_b(\text{calc})$) en función de A . Los picos periódicos que se observan sugieren un comportamiento que el modelo de gota de líquido no

predice (construido a partir de R. A. Dunlap, *The Physics of Nuclei and Particles*, Brooks/Cole, Belmont, CA, 2004).

Los picos en las gráficas de datos experimentales recuerdan los picos que presenta la energía de ionización de los átomos. Estos picos tienen su origen en la estructura de capas electrónicas del átomo (más el principio de exclusión de Pauli). Como es bien sabido los gases inertes son particularmente estables: El número de electrones de dichos átomos es tal que completan capa electrónica. Dado que la separación en energía entre los niveles que forman una capa es mucho menor que la existente entre dos niveles de capas diferentes, agregar un electrón a un átomo de un gas inerte implica un costo en energía mucho mayor que el relacionado con agregar un electrón a un átomo cuya última capa no esté llena. Este es el motivo por el cual los átomos de un gas inerte son particularmente estables.

La existencia de estos números mágicos sugiere que los nucleones se mueven en un potencial promedio, tal como los electrones alrededor del núcleo, lo que llevó a que se volviera sobre los modelos de partícula independiente. Se comenzaron a hacer entonces diversos intentos para predecir los números mágicos en forma teórica utilizando potenciales promedios adecuados. Algunos potenciales que fueron utilizados debido a su simplicidad matemática son el pozo esférico y el oscilador armónico. Ninguno de ellos reproduce los números mágicos experimentales. Potenciales más complejos tampoco tuvieron éxito en predecir los números mágicos.

Fue en esta situación que dos científicos alemanes, María Goeppert-Mayer en 1949 y Hans Jensen en 1950, desarrollaron en forma independiente el modelo de capas del núcleo. Goeppert-Mayer y Jensen compartieron el premio Nobel en Física en 1963 por este logro. Tuvieron que pasar 60 años desde que Marie Skłodowska-Curie ganó el Nobel de Física en 1903 para que una mujer volviera a recibir el galardón.

El dominio de las matemáticas que gobiernan la mecánica cuántica le permitió a María Goeppert-Mayer resolver el problema, que supuso un impulso decisivo para la Física Nuclear y de Partículas. Goeppert-Mayer brilló en un campo tradicionalmente reservado a los hombres — hasta 2018 ese premio no volvió a reconocer a otra mujer— y a ella el reconocimiento le llegó tras una larga carrera científica “de prestado”, ya que pasó muchos años sin cobrar ni por sus investigaciones ni por su labor de profesora universitaria.

A instancias de Fermi, María Goeppert-Mayer fue contratada en el Argonne National Laboratory, donde estudió el origen y formación de los átomos de los distintos elementos químicos en función de la composición de su núcleo. Como ya mencionamos, hasta ese entonces prevalecía la idea del núcleo atómico como una gota líquida, una mezcla homogénea. María Goeppert-Mayer pensaba que, dentro del núcleo, los protones y los neutrones se distribuían en capas. En este marco, cada nucleón se ubica en estado o capa nuclear, similar a los niveles de energía electrónicos en un átomo. Estos estados de energía están cuantizados y existen pocas colisiones entre los nucleones. Notemos que las hipótesis de este modelo son muy diferentes (podríamos decir opuestas) a las correspondientes para el modelo de la gota líquida.

Los estados cuantizados ocupados por los nucleones pueden describirse mediante un juego de números cuánticos. Tanto el protón como el neutrón tienen espín $1/2$, por lo cual se debe

aplicar el principio de exclusión para describir los estados permitidos (como para los electrones). Es decir, cada estado puede contener sólo dos protones (o dos neutrones) con espines opuestos. Los protones tienen un conjunto de estados permitidos diferentes a los de los neutrones, ya que ambos tipos de nucleones están sometidos a diferentes potenciales. Los niveles de energía del protón están más separados que los niveles del neutrón, ya que experimentan tanto la fuerza coulombiana como la fuerza nuclear, mientras que los neutrones sólo están sujetos a la fuerza nuclear. Si bien las capas podrían explicar los números mágicos, algo no acababa de encajar: las fuerzas de repulsión entre esos nucleones son tan elevadas que tal estructura ordenada parecía imposible.

Ella y Fermi discutían una y otra vez sobre el tema, hasta que un día él le dio la pista clave: *¿Has encontrado algún indicio de acoplamiento spin-órbita?* Gracias a su habilidad matemática, Maria Goeppert-Mayer pudo elaborar una demostración de que así era. El efecto espín-órbita en el caso de los nucleones es provocado por la fuerza nuclear, es mucho más intenso que en el caso atómico y tiene signo opuesto. Cuando se toma en consideración el acoplamiento espín-órbita, el modelo en capas permite explicar los números mágicos observados. De esta forma, la estructura nuclear se puede describir por capas cerradas en las que parejas de neutrones y protones tienden a acoplarse juntos, *como en un vals en el que algunos bailarines giran en un sentido y otros en el contrario*, tal y como a Goeppert-Mayer le gustaba explicar. Para cuando Maria Goeppert-Mayer fue galardonada con el Premio Nobel, trabajaba en la Universidad de San Diego. Allí, el periódico local anunció el premio de Maria Goeppert-Mayer con el siguiente titular: *Una madre de San Diego gana el premio Nobel*, tal como se puede leer en la referencia [Goeppert-Mayer].

El modelo en capas ayuda a comprender por qué los núcleos que contienen un número par de protones y de neutrones son más estables que otros núcleos. Cualquier estado particular está lleno si contiene dos protones (o dos neutrones) con espines opuestos. Se puede agregar un protón o neutrón adicional al núcleo sólo si se incrementa la energía del núcleo. Este incremento en la energía genera un núcleo que es menos estable que el original. El modelo de capas también ayuda a comprender por qué los núcleos, sobre todo los más pesados, tienen más neutrones que protones. Los niveles de energía de los protones son más elevados que para los neutrones, debido a la energía adicional asociada con la repulsión coulombiana. Por esto, es energéticamente más favorable que el núcleo se forme con neutrones en niveles más bajos de energía en vez de protones en niveles de mayor energía, por lo que el número de neutrones es mayor que el número de protones. El desarrollo de modelos teóricos (por ejemplo, los llamados modelos colectivos que combinan características de los modelos de gota líquida y de capas del núcleo) sigue siendo un campo activo de investigación.

Referencias

[Brix] Brix, P. (1986). Fifty Years of Nuclear Quadrupole Moments, Z. Naturforsch. 41 a, 3-14. DOI:10.1515/zna-1986-1-203. En este artículo se presenta una revisión de las primeras medidas de los radios nucleares, los trabajos de Hermann Schiller y Theodor Schmidt de 1935, el

descubrimiento del momento cuadrupolar nuclear y de la distribución de carga en núcleos no esféricos.

[Electrones] <https://www.scientificamerican.com/espanol/noticias/acotan-la-vida-media-del-electron-en-al-menos-66-000-cuatrillones-de-anos>.

[Evans] Evans, R. D. (1972). The Atomic Nucleus, New York: McGraw-Hill.

[Goeppert-Mayer] <https://www.sandiegouniontribune.com/opinion/sd-woman-win-nobel-prize-physics-20181002-htmistory.html>

[Lippuner] <https://permalink.lanl.gov/object/tr?what=info:lanl-repo/lareport/LA-UR-17-30147>

[Masas] https://physics.nist.gov/cgi-bin/Compositions/stand_alone.pl?ele=&ascii=html

[Meyerhof] Meyerhof, W. E. (1967). Elements of Nuclear Physics. New York: Mc Graw Hill.

[Momento cuadrupolar] <http://la-mecanica-cuantica.blogspot.com/2009/08/el-momento-de-cuadripolo.html>

[Naukas] <https://francis.naukas.com/2018/04/02/la-formacion-de-los-elementos-pesados/>

[Neutrones] Fornal, B. y Grinstein, B. (2018). Dark Matter Interpretation of the Neutron Decay Anomaly, Phys. Rev. Lett. 120, 191801; Erratum Phys. Rev. Lett. 124, 219901 (2020). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.191801>; <https://www.investigacionyciencia.es/revistas/investigacion-y-ciencia/el-cuerpo-contra-el-cncer-672/el-enigma-del-neutrn-14252>; <https://www.investigacionyciencia.es/noticias/cunto-viven-los-neutrones-18799>; <https://francis.naukas.com/2018/05/11/nuevas-medidas-de-la-vida-media-del-neutron-y-la-carga-debil-del-proton>.

[Neutrones NASA] Wilson, J. T. et al. (2020), Space-based measurement of the neutron lifetime using data from the neutron spectrometer on NASA's MESSENGER mission. Phys. Rev. Research 2, 023316. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.023316>.

[Povh] Povh B. Rith, K., Scholz, Ch., Zetsche, F. y Rodejohann, W. (2014). Particles and Nuclei. An Introduction to the Physical Concepts, Seventh Edition. Berlín: Springer-Verlag.

[Protones] <http://lahoracero.org/desintegracion-del-proton/#more-3166>

[Protones PRL] Nishino H. et al. (2009). Search for Proton Decay via $p \rightarrow e + \pi^0$ and $p \rightarrow \mu + \pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector. Phys. Rev. Lett. 102, 141801.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.141801 arXiv: arXiv:0903.0676

[Serway] Serway, R. A. y Vuille, Ch. (2009). Física para Ciencias e Ingeniería, 7ma edición, Vol. 2. México D. F.: Cengage Learning editores.

[Tabla de nucleidos] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.

[Tanabashi] Tanabashi, M. et al. (Particle Data Group). (2018). Phys. Rev. D 98, 030001 and 2019 update [s017.dvi \(lbl.gov\)](https://arxiv.org/abs/1802.02693).

[Young] Young, H. D. y Freedman, R. A. (2009). Física universitaria, 12 edición, Vol. 2. México D. F.: Pearson Educación, 2009.

CAPÍTULO 3

El núcleo y sus radiaciones

En la naturaleza existen unos 2700 nucleidos, de los cuales más de 2400 son inestables [tabla isótopos]. Cada uno de estos nucleidos se transforman, emitiendo partículas y radiación electromagnética, en otro nucleido que puede ser estable o inestable. Este proceso de transformación se denomina *desintegración radioactiva*. Los *nucleidos* radioactivos se encuentran en nuestro planeta desde su formación, y los podemos encontrar en el suelo, el aire y el agua. De hecho, los seres vivos (entre los que debemos incluirnos) son radioactivos por los nucleidos inestables presentes en sus organismos, como el ^{14}C y el ^{40}K . Pese a esto, la radioactividad recién fue descubierta a finales del siglo XIX, más precisamente en 1896, cuando Henry Becquerel descubrió una radiación desconocida procedente de sales de uranio. Investigaciones intensivas en las dos décadas siguientes, llevadas a cabo por científicos de la talla de Marie y Pierre Curie, Ernest Rutherford y muchos otros permitieron determinar que estas emisiones consistían en partículas con carga positiva, negativa y rayos neutros. Se las clasificó por su capacidad de penetrar la materia y se le asignaron los nombres *alfa* (α), *beta* (β) y *gamma* (γ), siendo la radiación α la menos penetrante y la radiación γ la que presenta mayor capacidad de penetración en la materia.

De aquí en más, llamaremos *desintegración radioactiva* al proceso por el cual un núcleo inestable se transforma en uno más estable al emitir partículas y/o fotones γ y liberando energía. Por *radioactividad* entenderemos al conjunto de partículas y radiaciones emitidas en el proceso de desintegración. El núcleo que decae se denomina *núcleo precursor* (o *núcleo padre*), mientras que el núcleo que se produce en el proceso se lo llama *núcleo derivado* o *núcleo hijo*, el cual puede ser estable o inestable. En el caso que el núcleo hijo también sea inestable puede producirse una serie de decaimientos sucesivos hasta alcanzar una configuración estable, lo que se conoce como *cadena radioactiva*.

En este capítulo discutiremos las características generales de los diferentes modos de desintegración radioactiva, veremos como sistematizar la información relevante y determinar por qué mecanismos se desintegra cada nucleido particular.

Algunos conceptos generales

El proceso de desintegración es un proceso que, si bien en algunos casos puede involucrar electrones atómicos de las capas más profundas, es un proceso puramente nuclear causado por la inestabilidad del núcleo. Además, no se ve afectado por ninguna variable externa, como ser temperatura, presión, que otros núcleos hayan decaído o no, de la cantidad de núcleos en la

muestra, el estado químico del átomo o cualquier otro evento que ocurra fuera del núcleo. Nada podemos hacer para alterar este proceso natural, sólo podemos observarlo, medirlo y cuantificarlo. Al no depender de variables externas, el proceso es *espontáneo*.

Si aislamos un núcleo inestable no podemos predecir el momento exacto en que va a decaer. La desintegración radioactiva es un proceso de naturaleza estadística. La forma de estudiar el proceso es tomar un número muy grande de núcleos y observarlos en función del tiempo para así determinar cuántos de ellos se desintegran por unidad de tiempo y de allí determinar una vida media promedio. Volveremos a este punto en el siguiente capítulo.

La desintegración radioactiva no sólo da como resultado la transformación de una especie nuclear a otra, sino también la transformación de masa en energía. Si todos los productos de un decaimiento particular se juntaran y pesaran, encontraríamos que su peso es menor que el del átomo radioactivo original. En algunos procesos de desintegración esta diferencia se origina en el cambio de masas nucleares. En otros procesos, la masa de electrones atómicos se convierte en energía. La masa que se convierte en energía se denomina *energía de la transición* y se denota por la letra *Q*. Al final de este capítulo veremos como calcular *Q* y su importancia. La mayor parte de esta energía se convierte en energía cinética de las partículas emitidas, fotones y una fracción (generalmente insignificante) en energía de retroceso del núcleo hijo.

Cada nucleido radioactivo tiene un conjunto de características que lo identifican: que partículas emite, la energía de transición, la energía del o los fotones emitidos y el tiempo promedio para que una fracción dada del conjunto de nucleidos decaiga (vida media, la definiremos formalmente en el próximo capítulo). A los nucleidos inestables se los denomina *radionucleidos* (se suele usar también el nombre radioisótopo, aunque esta denominación no es estrictamente correcta). Ejemplos de radionucleidos son ^{235}U , ^{238}U , ^{131}I , ^{14}C o ^{40}K . Ejemplos de nucleidos estables son ^{12}C , ^1H , ^2D , ^{206}Pb , ^{207}Pb y ^{208}Pb .

Un comentario sobre las propiedades físicas y químicas de los radionucleidos

Si recordamos las clases de Química básica, una reacción química involucra a los electrones atómicos. Estrictamente, a los más externos, los de valencia. Como dijimos, un decaimiento radioactivo involucra al núcleo. Por lo tanto, que un átomo tenga un núcleo inestable no afecta su estado ni su comportamiento químico. Y a la inversa, el estado químico de un átomo no afecta las características del proceso de decaimiento. Por ejemplo, un átomo de I con un núcleo de ^{131}I exhibe el mismo comportamiento químico que el átomo de ^{127}I (isótopo estable del I). Esto es fundamental en Medicina Nuclear. Un trazador radioactivo se comporta química y fisiológicamente como el isótopo estable. A modo de ejemplo, el ^{131}I se usa para estudiar el funcionamiento de la tiroides. Como el ^{127}I y el ^{131}I se comportan de idéntica manera (los organismos vivos “no distinguen” entre nucleidos estables o inestables, o, mejor dicho, entre isótopos de un elemento) sabemos que el trazador radiactivo será tratado por la tiroides como el

I que se consume habitualmente. A la inversa, El ^{131}I tiene las mismas características radioactivas ya sea como ion, aislado o incorporado en una molécula.

Existen dos excepciones a esta idea general: la diferencia de masas entre isótopos produce ligeras diferencias en algunos procesos y propiedades físicas, como mencionamos en el capítulo anterior (velocidades de difusión, temperaturas de cambio de fase, etc.). A esto se lo denomina *efecto isotópico*. El segundo efecto es muy sutil. La vida media de algunos elementos radioactivos que decaen por procesos que involucran electrones de las capas más internas puede variar muy ligeramente en función del estado químico del átomo. Este efecto es prácticamente indetectable, salvo en experimentos específicos, y no tiene consecuencias prácticas.

Decaimiento β^-

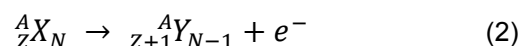
En el capítulo anterior mencionamos, cuando discutimos algunas generalidades de la tabla de nucleidos de la figura 2.1, que radionucleidos a la derecha de la línea de estabilidad tienen un exceso de neutrones con respecto al número de protones en el núcleo, y que por lo tanto tratan de alcanzar un estado más estable mediante algún proceso que transforme neutrones en protones. Discutiremos aquí este primer proceso, el *decaimiento β^-* y contestaremos las preguntas que dejamos pendientes en la sección 2.6: ¿cómo un neutrón se puede “transformar” en otra partícula?, y en este caso, ¿qué ocurre con la conservación de la carga? (tendríamos un proceso en el cual un neutrón, con carga eléctrica nula, se convierte en un protón, que tiene carga +e).

En el proceso β^- un neutrón del núcleo “se transforma” en un protón y un electrón, liberándose además energía en el proceso. El electrón es eyectado, mientras que el protón queda ligado al núcleo. Podemos escribir esto en forma de reacción:



expresión en la cual n , p^+ y e^- denotan al neutrón, protón y al electrón, respectivamente. Al electrón emitido se lo denomina *partícula β^-* . Como veremos, esta reacción no está completa. Falta algo.

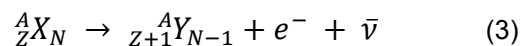
Podemos escribir la reacción en función de los nucleidos padre e hijo involucrados en el proceso:



donde X es el radionucleido padre e Y el nucleido hijo (este nucleido puede ser estable o inestable, por eso lo llamamos nucleido hijo y no radionucleido hijo). Como vemos en (2) el núcleo padre y el núcleo hijo son dos elementos químicos diferentes ya que tienen distinto Z, por lo cual el proceso β^- se produce una trasmutación de elementos. A nivel nuclear, se cumple el antiguo

sueño de los alquimistas de convertir un elemento en otro. Notemos también que el núcleo hijo tiene el mismo número másico que su padre, por lo cual el proceso β^- es un proceso isobárico. Es fácil ver en la reacción (2) que la carga eléctrica se conserva (la carga en la parte izquierda de la reacción es $Z.e^+$ y en la derecha $(Z+1).e^+ - e^- = Z.e^+$. La segunda pregunta planteada en el capítulo 2 tiene una respuesta. Por último, la cantidad total de nucleones se conserva, aunque no el número de protones y neutrones por separado (un neutrón se convierte en un protón).

Como habíamos anticipado, tal como está escrita, la reacción (2) está incompleta. Si recordamos del capítulo 1, una de las características más interesantes de la desintegración β^- , y más difícil de comprender en su momento, es que los electrones son emitidos con un rango continuo de energía, lo que es inconsistente con un proceso de dos cuerpos. Debe haber un tercer cuerpo involucrado en el proceso. Pauli sugirió en 1930 la existencia de esta tercera partícula, el *neutrino*. El neutrino (que denotamos con la letra griega ν) es una “partícula” que no tiene ni carga eléctrica ni masa (modelos y experimentos sugieren que en realidad el neutrino tiene una masa extremadamente pequeña, aunque aún hoy no se ha podido determinar su valor. Experimentos recientes han establecido una cota máxima para la masa del neutrino en 1 eV, unas 500.000 veces menor que la masa del electrón [neutrino]). Sin masa ni carga, el neutrino no es afectado por las fuerzas gravitatorias y eléctricas, por lo cual prácticamente no interactúa con la materia, lo que hace que sea extremadamente difícil de detectar (la base de la detección es la interacción de las partículas o la radiación electromagnética con la materia). Desde el punto de vista que tratamos aquí, el neutrino y el β^- se “reparten” entre ambos la energía de transición en forma aleatoria, dando lugar al espectro β^- continuo. Un último comentario sobre el neutrino. Estrictamente, en la desintegración β^- lo que se emite es un antineutrino ($\bar{\nu}$). A los fines de este libro, la diferencia entre un neutrino y un antineutrino no será discutida en profundidad. La reacción (2) completa se escribe entonces:



Un ejemplo de desintegración β^- se muestra en la figura 3.1. Un espectro β^- típico (en este caso el decaimiento β^- del ${}^{14}\text{C}$ a ${}^{14}\text{N}$, que es estable), se presenta en la figura 3.2.

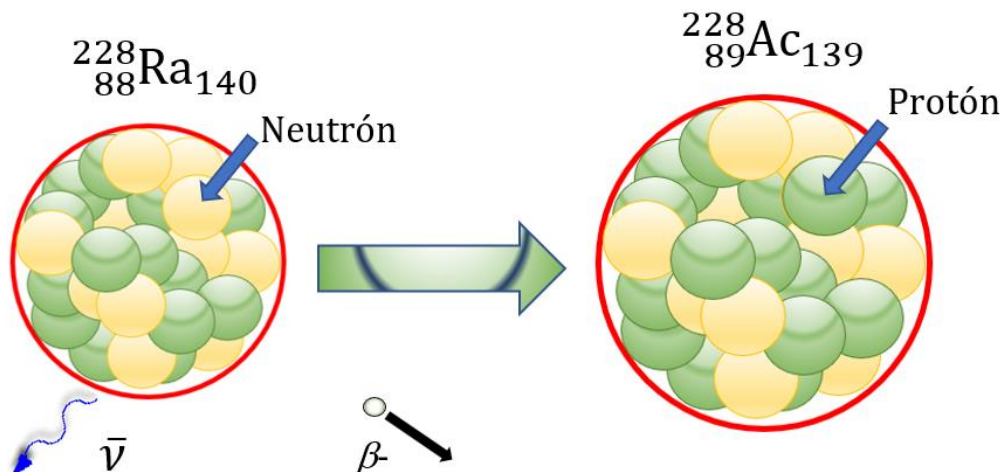


Figura 3.1. Diagrama esquemático de la desintegración β^- del ${}^{228}\text{Ra}$ en ${}^{228}\text{Ac}$.

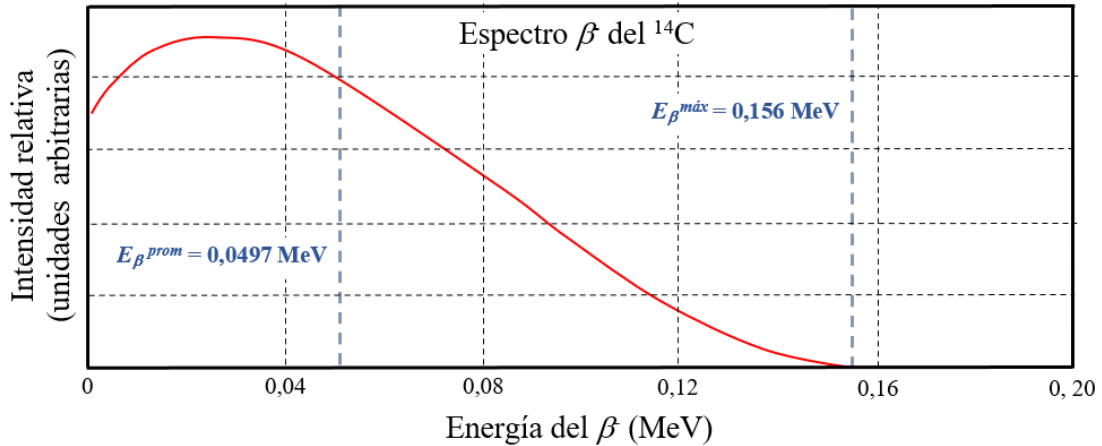


Figura 3.2. Espectro β (número de partículas β emitidas en función de la energía) para el caso del ^{14}C . La energía máxima (E_{β}^{max}) corresponde al valor de Q , la energía de transición. La energía promedio (E_{β}^{prom}) es 0,0497 MeV, aproximadamente $(1/3) E_{\beta}^{\text{max}}$.

En la figura 3.2 hemos indicado la energía máxima de las partículas β emitidas (E_{β}^{max}) en el caso del ^{14}C . Notemos que el número de partículas β emitidas con esta energía máxima es muy bajo. Lo que se suele definir es la energía promedio de los β emitidos. Esta varía de radionucleido a radionucleido, pero tiene un valor característico que se puede aproximar por:

$$E_{\beta}^{\text{prom}} \approx \frac{E_{\beta}^{\text{max}}}{3} \quad (4)$$

La forma de todos los espectros β es muy similar. Lo que es característico de cada radionucleido es la energía máxima y la energía promedio. Ambas son las *huellas dactilares* del núcleo emisor. Identificando estas energías podemos identificar al núcleo padre que decae.

Hagamos una pausa para comentar como se miden espectros β como el de la figura 3.2. La base de la detección de estas partículas es un concepto bien conocido de las materias básicas de Física, la fuerza de Lorentz. Supongamos una partícula con carga q y velocidad \vec{v} que ingresa en una región donde existe un campo magnético \vec{B} uniforme e independiente del tiempo. La fuerza que experimenta dicha partícula es $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ [Young, Serway, Alonso]. En un experimento de detección de partículas β tendremos $q = -e$ y la masa del β es la masa del electrón, m_e . La partícula β ingresa en una región donde se produce vacío y está presente un campo magnético de intensidad B orientado de forma tal que \vec{v} y \vec{B} sean perpendiculares entre sí. En estas condiciones, la fuerza sobre una partícula β es perpendicular a \vec{v} , con lo cual describirá una trayectoria circular de radio R . Planteando la Segunda Ley de Newton:

$$F = |e|vB = m_e \frac{v^2}{R} \quad (5)$$

de donde:

$$R = \frac{m_e v}{|e|B} \quad (6)$$

Por lo tanto, el radio de la trayectoria descrita por la partícula β^- depende de su velocidad (o sea, su energía) y de \vec{B} , el cual se genera a partir de hacer circular corrientes conocidas en espiras. De esta forma, ajustando la intensidad de \vec{B} podemos enfocar en el detector partículas β^- sólo de velocidad v (ver figura 3.3). Midiendo en función de la intensidad de \vec{B} podemos construir un espectro como el que presentamos en la Figura 3.2.

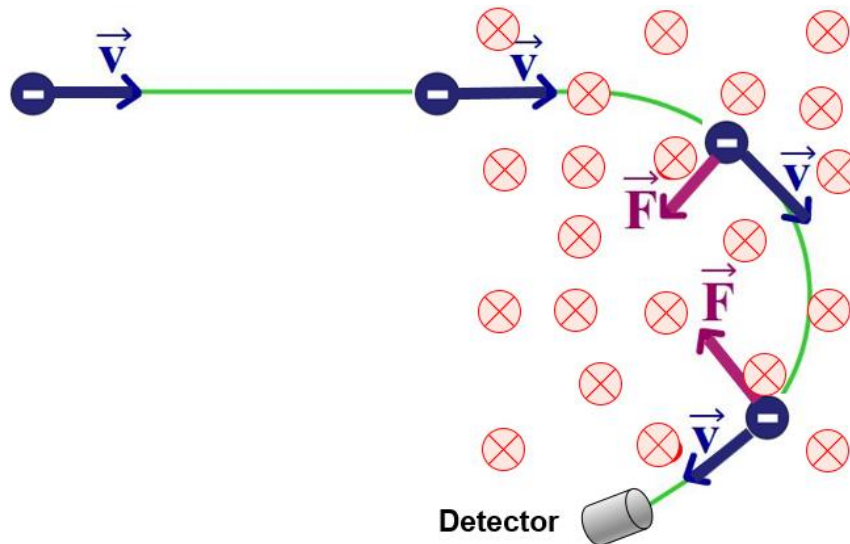


Figura 3.3. Esquema de un arreglo experimental para medir el espectro de emisores β^- . El campo magnético \vec{B} en este caso entrante a la página se genera mediante corrientes circulando por espiras (no mostradas aquí).

Volvamos al decaimiento β^- . Los electrones emitidos tienen una cierta energía, la cual transfieren al medio material en el que se mueven mediante múltiples colisiones (interacciones coulombianas) con los electrones y núcleos del medio. Dado el número de interacciones por unidad de camino y a la alta fracción de la energía inicial que se transfiere al medio en cada colisión, el poder de penetración que tienen las partículas β^- en la materia es muy bajo [Leo, Meyerhof, Evans]. Sólo pueden atravesar espesores relativamente pequeños de materiales sólidos: unos pocos milímetros de tejido blando o materiales plásticos, un par de mm de vidrio o fracciones de mm en el caso de elementos como Al o Cu. Por lo tanto, la detección de partículas β^- es siempre problemática y debe prestarse especial atención tanto al contenedor de la muestra como sus dimensiones (películas delgadas en lo posible) para evitar que los β^- sean absorbidos por el contenedor o la propia muestra.

Algunos de los emisores β^- comúnmente empleados en diversos campos son ^3H (para el estudio de agua pesada en centrales nucleares, por ejemplo) o ^{14}C para datación de material orgánico con una antigüedad de hasta unos 40.000 años. El ^{14}C y el ^{32}P son muy utilizados como radio-marcadores en aplicaciones médicas [Cherry].

Veamos cómo analizar y seguir un decaimiento β^- en la tabla de nucleidos. Partimos de un radionucleido padre de número atómico Z , másico A y N neutrones. El nucleido hijo tiene el

mismo número másico A que el padre, pero el número de protones aumenta en uno y el de neutrones disminuye en uno. Por lo tanto, en una tabla de nucleidos (figura 2.1), en la cual el eje *horizontal* corresponde al número de neutrones y el eje vertical al de protones, debemos movernos un casillero hacia arriba y uno hacia la izquierda. Ejemplificamos esto en la figura 3.4 para el caso del ^{14}C . Además, revela el significado de otro color, el negro representaba los isótopos estables, en esta tabla el azul indica los radionucleidos que decaen por un proceso β^- .

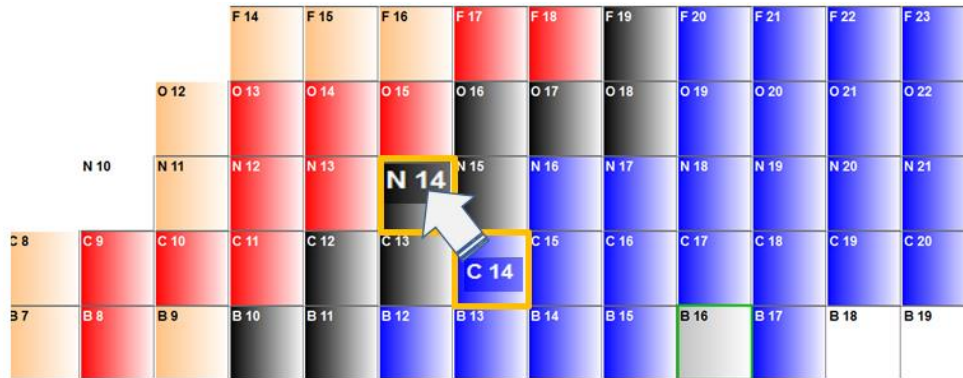


Figura 3.4. Representación esquemática de cómo describir el decaimiento β^- , a modo de ejemplo, el del ^{14}C , y como encontrar su radionucleido hijo en la tabla de isótopos.

Los procesos de decaimiento se suelen representar mediante un diagrama que se denomina *esquema de decaimiento*, en el cual se resume mucha de la información de interés asociada a cada proceso. Veamos las convenciones para construir este diagrama. En un proceso β^- pasamos de un nucleido X de número atómico Z a otro Y con número atómico $Z+1$. El Z aumenta, por lo que si imaginamos el movimiento en la tabla de radionucleidos (A vs Z), el elemento hijo quedará colocado a la derecha del núcleo padre. Por lo tanto, a la izquierda del diagrama colocamos al padre y a la derecha al nucleido hijo. Además, el padre lo colocaremos más alto, de forma tal que la diferencia de alturas padre-hijo es proporcional a la energía liberada en el proceso, la energía de transición del proceso de decaimiento Q , que corresponde a la máxima energía de las partículas β^- emitidas. Un ejemplo de diagrama de decaimiento para un proceso β^- se muestra en la figura 3.5. El valor de Q se puede encontrar en la aplicación de navegador de isótopos de la IAEA.

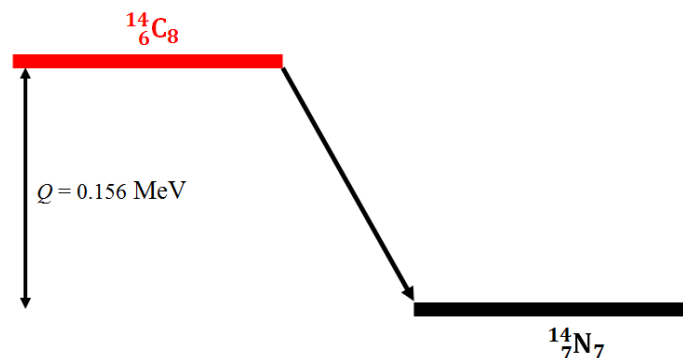


Figura 3.5. Esquema de decaimiento simplificado del emisor β^- ^{14}C .

Llegados a este punto, nos queda una única pregunta por responder ¿cómo el núcleo eyecta un electrón en el proceso β^- si no contiene electrones? La respuesta podría ser “en el núcleo un neutrón se transforma en un electrón y un protón y el electrón es eyectado”. Alguien curioso podría volver a la pregunta que nos hacíamos al inicio “¿cómo un neutrón se transforma en un electrón y un protón? La respuesta podría ser que el neutrón está formado por un electrón y un protón, y al dividirse se emite el electrón. Pero esta no es la respuesta correcta. El neutrón, como ya dijimos en el capítulo anterior, tiene una estructura interna. Está formado por tres quarks y gluones. Como se muestra en la figura 3.6, el neutrón está formado por dos quarks denominados *down* (d) y uno *up* (u). No nos preocuparemos aquí por la diferencia entre un quark u y uno d , sólo nos interesa que son distintos. Se puede leer sobre este tema en el libro de Arturo López Dávalos *et al.* [Dávalos]. El protón también tiene una estructura interna y también está formado por tres quarks, pero a diferencia de un neutrón, está formado por dos quarks u y uno d . Notemos que si uno de los quarks d del neutrón se transforma en un quark u , el neutrón se convierte en un protón.

Quien es responsable de cambiar un quark d en uno u (la inversa también ocurre) es la cuarta fuerza de la naturaleza, la *fuerza nuclear débil*. Recibe este nombre ya que es de menor intensidad que las fuerzas electromagnética y nuclear fuerte. Su alcance también es más reducido que el de la interacción fuerte. Esta fuerza es mediada por partículas denominadas W^+ , W^- y Z^0 . Estas son partículas muy masivas, con masas de $80,401 \text{ GeV}/c^2$ (W^+ , W^-) y $91,188 \text{ GeV}/c^2$ (Z^0). Para darnos cuenta una idea de que tan masivas son, tienen mayor masa que los núcleos de hierro. W^+ y W^- tienen carga eléctrica de $+e$ y $-e$, por lo cual están sujetas a la interacción electromagnética. Z^0 es eléctricamente neutra. W^+ , W^- son uno la antipartícula del otro, mientras que Z^0 es su propia antipartícula. Las tres tienen espín igual a 1, por lo cual se las clasifican como bosones (no cumplen el principio de exclusión de Pauli). Su rango de interacción es de 10^{-18} m , aproximadamente el 10% del diámetro de un protón. Son partículas inestables, con una vida media extremadamente corta, de unos 10^{-25} s , por lo cual no se las puede observar con la tecnología actual. El bosón W^- se desintegra en un electrón y un antineutrino que son las partículas que se eyectan del núcleo en el proceso β^- . La interacción débil es crucial para la estructura del universo ya que interviene en la producción de energía en las estrellas induciendo la transmutación $\text{protón} \rightarrow \text{neutrón}$, de modo que pueda formarse deuterio y luego, por fusión de éste, otros elementos más pesados, además de provocar la transmutación de quarks que se produce en el decaimiento β^- . Este es el único proceso por el cual un quark puede cambiar a otro quark. Este proceso se esquematiza en la figura 3.7. Esta fuerza fue unificada con la electromagnética en lo que se conoce como interacción electrodébil, un logro teórico de Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg, por el cual fueron galardonados con el Premio Nobel de Física de 1979 [Dávalos].

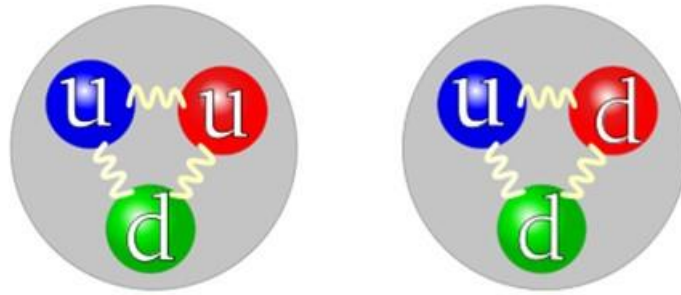


Figura 3.6. Estructura interna (esquemática) del protón (izquierda), compuesto por un quark *down* (*d*) y dos *up* (*u*) y del neutrón (derecha) formado por dos quarks *d* y uno *u*.

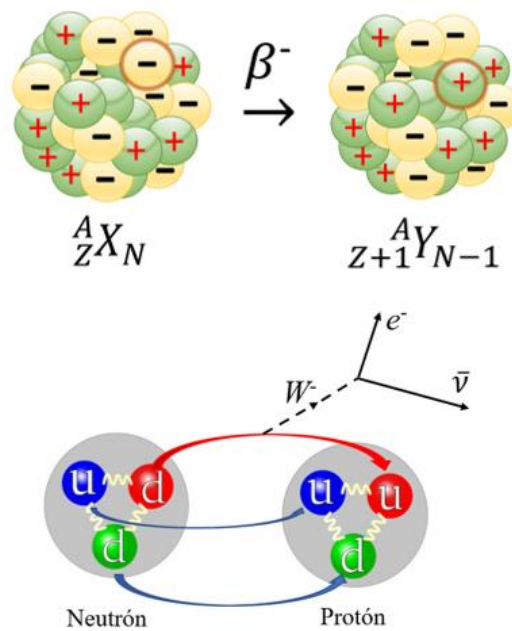


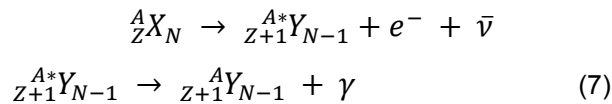
Figura 3.7. El proceso de desintegración β^- a escala de nucleones, quarks y el bosón W^- , mediador de la fuerza nuclear débil. En el proceso, un quark *d* de un neutrón se transforma en *u* bajo la acción de la fuerza nuclear débil. El bosón W^- se desintegra en un electrón (partícula β^-) y un antineutrino, que son eyectados del núcleo con un tiempo de vida de 10^{-25} s.

Cerremos esta sección con un breve comentario sobre la fuerza nuclear fuerte. Es la más intensa de las cuatro fuerzas fundamentales, unas cien veces más intensa que la electromagnética y la fuerza nuclear débil. Como ya mencionamos, es la fuerza que mantiene unidos a los protones en el núcleo, contrarrestando la repulsión electrostática entre ellos. Tiene un alcance muy corto y su intensidad aumenta con la distancia. El modelo actual propone que está mediada por gluones y que actúa sobre los quarks y otros gluones. La interacción fuerte da lugar a dos fuerzas diferentes que actúan a diferentes escalas de longitud. A menos de 0,8 fm (radio de un nucleón) es la fuerza que mantiene unidos a los quarks para formar protones y neutrones. A escalas de 1 fm a 3 fm es la fuerza que une los protones y los neutrones para formar el núcleo de un átomo. Hasta hace unos años a la fuerza en esta escala de longitudes se la denominaba fuerza nuclear. Actualmente y en el marco del modelo estándar se conoce como fuerza nuclear residual [Dávalos].

Decaimiento β^- , desexcitación γ y conversión interna

Luego del decaimiento radioactivo, el núcleo hijo puede quedar en un estado con un “exceso de energía”. En este caso, el núcleo decae a un estado más estable emitiendo este exceso de energía. Existen dos mecanismos para que el átomo se desprenda de esta energía: emitiendo fotones o por conversión interna.

Los fotones de origen nuclear se denominan *rayos γ* . Pertenecen a la región del espectro electromagnético correspondiente a longitudes de onda extremadamente cortas (10^{-10} m o menores) o, en forma equivalente, altas energías (10 keV en adelante), como podemos ver en el espectro electromagnético (figura 3.8). Al igual que en los átomos, la energía del fotón emitido depende de la diferencia de energía entre los niveles (ahora nucleares) involucrados en la transición. El proceso de emisión γ lo podemos representar en la forma:



donde en asterisco (*) indica que el nucleido hijo está en un estado con un exceso de energía. Notemos que la emisión γ no produce transmutación del radionucleido hijo.

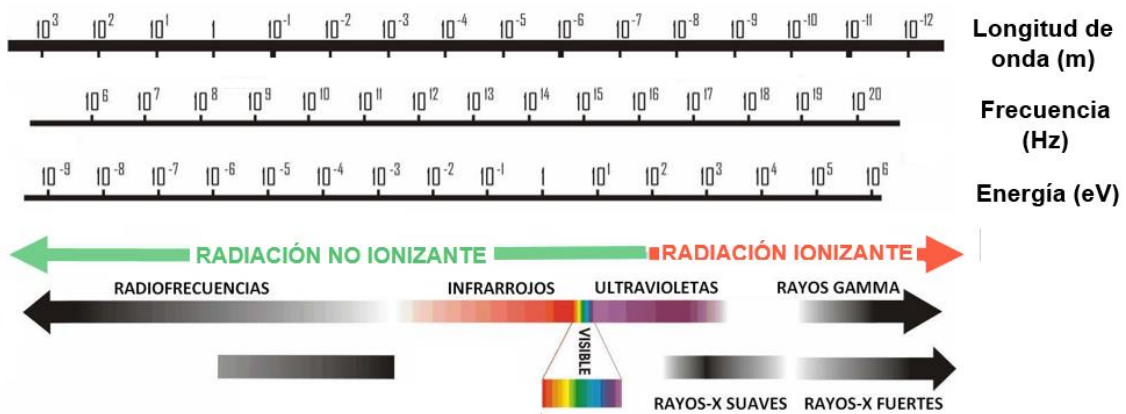


Figura 3.8. El espectro electromagnético.

Podemos distinguir dos tipos diferentes de estados con exceso de energía: los estados excitados y los estados isoméricos. Si bien ambos son estados inestables, la diferencia está en el tiempo en el que el núcleo permanece en dicho estado. A este tiempo se lo denomina vida media del estado nuclear. En el caso de un estado excitado la energía de exceso se emite en un tiempo menor a 10^{-12} s luego de llegar a dicho estado. En otras palabras, un estado excitado tiene una vida media menor a 10^{-12} s. Si la vida media del estado con exceso de energía es mayor a 10^{-12} s, el estado se denomina estado metaestable o isomérico y se lo denota ${}^A m X$. Una transición desde estos estados metaestables se denomina *transición isomérica*. Excepto por las vidas medias, no hay ninguna diferencia en los procesos de emisión γ desde estados excitados o metaestables.

Un ejemplo de decaimiento β^- seguido de emisión γ es el correspondiente al ^{137}Cs , cuyo esquema de decaimiento se muestra en la figura 3.9. El ^{137}Cs decae al estado excitado de 0,662 MeV del ^{137}Ba , el cual emite un fotón γ para alcanzar su estado de menor energía (estado fundamental). Aunque sea redundante, notemos que el núcleo que emite el γ es el hijo, el ^{137}Ba en estado excitado.

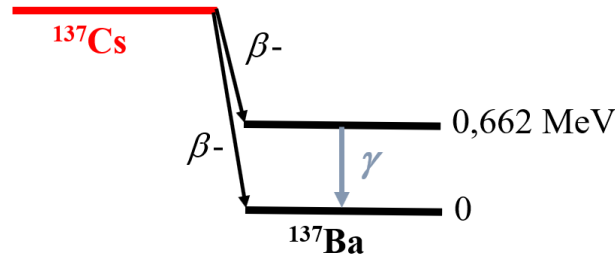


Figura 3.9. Esquema de decaimiento del emisor β^- ^{137}Cs y posterior emisión γ desde el estado de 0,662 MeV al estado fundamental del ^{137}Ba .

En el primer ejemplo tomamos un caso muy sencillo en el cual el sistema emite todo su exceso de energía emitiendo un único fotón γ . En otros casos el sistema alcanza su estado fundamental emitiendo una serie de rayos γ sucesivos. Un ejemplo de esto es el ^{60}Co . Un esquema de desintegración de este radionucleido se muestra en la figura 3.10. Este es un esquema simplificado para visualizar la emisión γ sucesiva, aunque captura los aspectos fundamentales de este decaimiento. El esquema completo se puede encontrar en [Lederer]. Como vemos, luego del decaimiento β^- del ^{60}Co al estado de 2,505 MeV del ^{60}Ni , se emite un primer γ de 1,173 MeV (γ_1) para alcanzar el estado excitado de 1,332 MeV. De este estado se llega al fundamental emitiendo γ_2 .

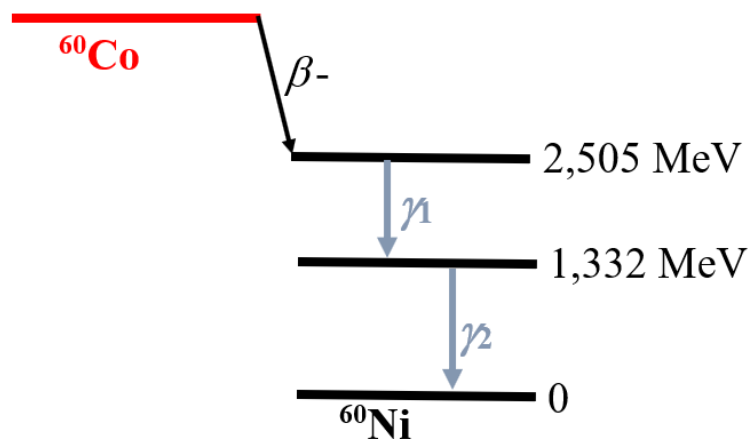


Figura 3.10. Esquema de decaimiento del ^{60}Co y posterior emisión sucesiva de dos rayos γ desde el estado de 2,505 MeV al estado de 1,332 MeV y al fundamental del ^{60}Ni .

Algunos emisores β^- pueden decaer a diferentes estados excitados/isoméricos del nucleido hijo emitiendo partículas β^- de diferente energía máxima. A cada uno de estos diferentes modos de decaimiento se los denomina *rama* (o simplemente *modo de decaimiento*). Cada rama

constituye un decaimiento separado, cada uno con cierta probabilidad de ocurrencia y donde la energía de transición en cada caso corresponde a la diferencia de energía entre el estado inicial y el final [Leo, Evans]. El espectro β^- en estos casos es entonces una superposición de todas las ramas, cada una pesada por su probabilidad de ocurrencia. Un ejemplo de estos radionucleidos con múltiples ramas es el ^{133}Xe , que decae emitiendo tres partículas β^- a diferentes estados excitados del ^{133}Cs (ver figura 3.11). El ^{133}Cs llega a su estado fundamental emitiendo una serie de rayos γ , seis en total.

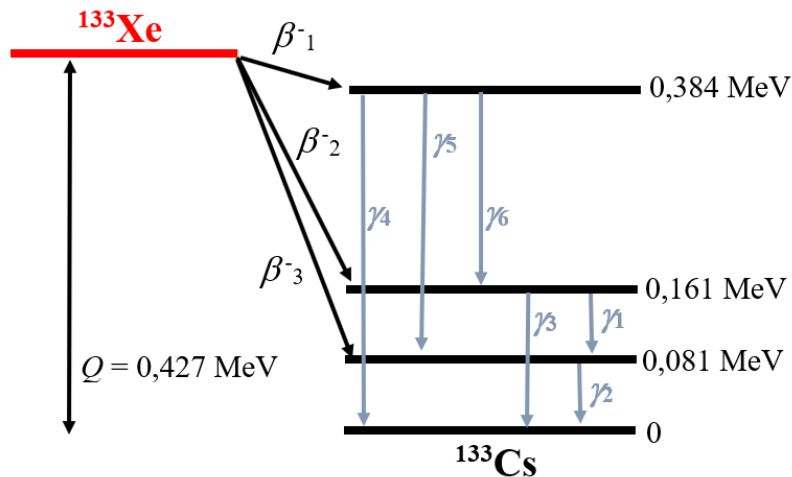


Figura 3.11. Esquema de decaimiento del emisor β^- ^{133}Xe y posterior emisión sucesiva de seis rayos γ para llegar al estado fundamental del ^{133}Cs .

Como dijimos en el párrafo anterior, cada rama tiene una probabilidad de ocurrencia. Lo mismo sucede con la emisión de cada rayo γ . La probabilidad de emisión de cada γ viene dada por la probabilidad de alcanzar el estado desde el que se emite dicho γ multiplicada por la probabilidad propia de emisión de ese γ (notar que desde un estado pueden emitirse diferentes rayos γ , cada uno con una cierta probabilidad propia). De esta forma, la probabilidad de emisión de γ_4 es $P(\beta_1) \cdot P(\gamma_4)$, siendo $P(\beta_1)$ la probabilidad de emisión de β_1 y $P(\gamma_4)$ la probabilidad propia de emisión de γ_4 . En el caso de γ_3 , la probabilidad de emisión es $P(\beta_1) \cdot P(\gamma_6) \cdot P(\gamma_3) + P(\beta_2) \cdot P(\gamma_3)$. Todas las probabilidades de emisión de rayos γ y partículas β dependen del núcleo y del estado en cuestión y se encuentran en diferentes tablas y bases de datos, por ejemplo [Lederer] o [tabla isótopos]. En el caso del ^{133}Xe , la probabilidad de emisión de β_3 es 0.993. La probabilidad de emisión de los demás β (y por ende de los demás rayos γ) es despreciable.

Notemos que a diferencia de las partículas β , que son emitidas con un rango continuo de energía de 0 a E_{max} , los rayos γ tienen una energía discreta bien definida. Si midiéramos el espectro de rayos γ deberíamos observar un conjunto de líneas discretas en valores de energía característicos de cada núcleo. Es decir, los rayos γ emitidos por un núcleo son una huella dactilar del mismo. Los rayos γ son mucho más penetrantes que los β^- , por lo cual no presentan los problemas de detección que éstos últimos tienen, lo que hace que la espectroscopía γ tenga

amplia aplicación en diversos campos como ser Medicina Nuclear o la determinación del contenido de radionucleidos en matrices ambientales.

El mecanismo por el cual un núcleo puede desprenderse de su exceso de energía alternativo a la emisión γ es *conversión interna*. Este proceso, si bien puede producirse en el caso de estados excitados, es más común en la desexcitación de estados metaestables. En este proceso, la energía de excitación es directamente transferida a un electrón del átomo, en general de las capas electrónicas más internas (la K o la L). Podemos pensar al proceso como si el γ emitido fuera absorbido internamente por este electrón. Si el γ tiene energía suficiente el electrón rompe su ligadura con el átomo y es eyectado con una energía cinética dada por:

$$E_{cin} = E_{exc} - E_{lig} \quad (8)$$

donde E_{lig} es la energía de ligadura del electrón que absorbe la energía de excitación E_{exc} . Cómo esta energía de excitación es la que tendría el γ que se debería emitir, podemos escribir:

$$E_{cin} = E_{\gamma} - E_{lig} \quad (9)$$

El electrón eyectado se denomina *electrón de conversión*. A diferencia de las partículas β , los electrones de conversión tienen una energía bien definida dada por la ecuación (9). En un espectro de energía estos electrones de conversión dan lugar a un pico estrecho en lugar del espectro continuo de los β . Que la emisión de la energía de exceso de átomo se produzca vía un fotón γ o por conversión interna queda determinada por la probabilidad de ocurrencia para cada proceso. Estas probabilidades se expresan en términos de la relación electrones de conversión/ γ emitidos y se denotan α_K o α_L para electrones de conversión de las capas K o L , respectivamente. Estas probabilidades están reportadas en las tablas de nucleidos [Tabla isótopos, Lederer].

El proceso de conversión interna deja un hueco en la capa interna, supongamos por simplicidad en la capa K , que puede ser llenado por un electrón de una capa más externa (la L , por ejemplo). El proceso continúa con la emisión de rayos X de energía que corresponde a la diferencia de energías de ligadura de las capas involucradas en el proceso (ver figura 3.12).

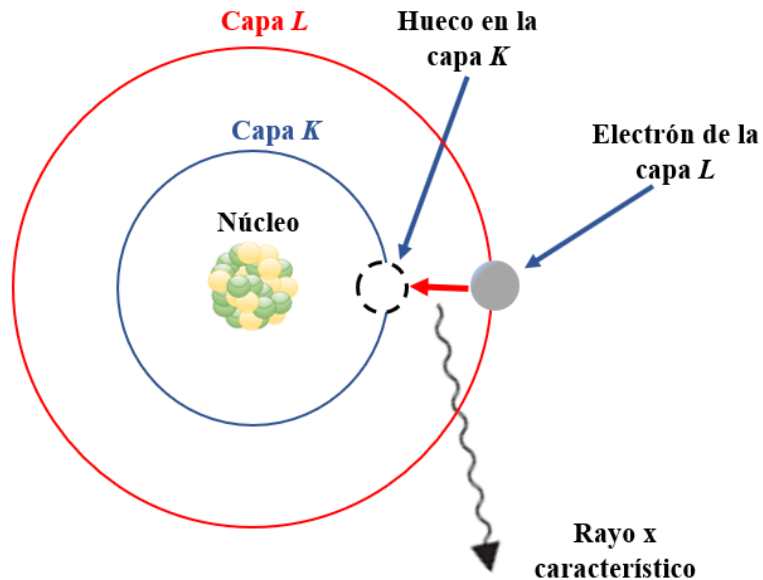


Figura 3.12. Representación esquemática de la generación de un rayo X característico que involucra las capas *K* y *L* luego del proceso de conversión interna. El núcleo con un exceso de energía transfiere este exceso a un electrón de la capa *K*, el cual es eyectado del átomo y deja un hueco que es ocupado por un electrón de la capa *L*. En este proceso se emite un rayo X con energía dada por $E_{lig}(K) - E_{lig}(L)$, donde $E_{lig}(K)$ y $E_{lig}(L)$ son las energías de ligadura de las capas *K* y *L*, respectivamente.

La energía del electrón de la capa *L* que “va a ocupar el hueco en la capa *K* puede ser transferida a otro electrón de la capa *L*, en un proceso alternativo a la emisión del rayo X característico. Los electrones emitidos en este proceso se denominan *electrones Auger*. Luego del proceso Auger quedan dos huecos que son llenados por otros electrones más externos y se vuelven a emitir rayos X o electrones Auger. Este proceso se esquematiza en la figura 3.13.

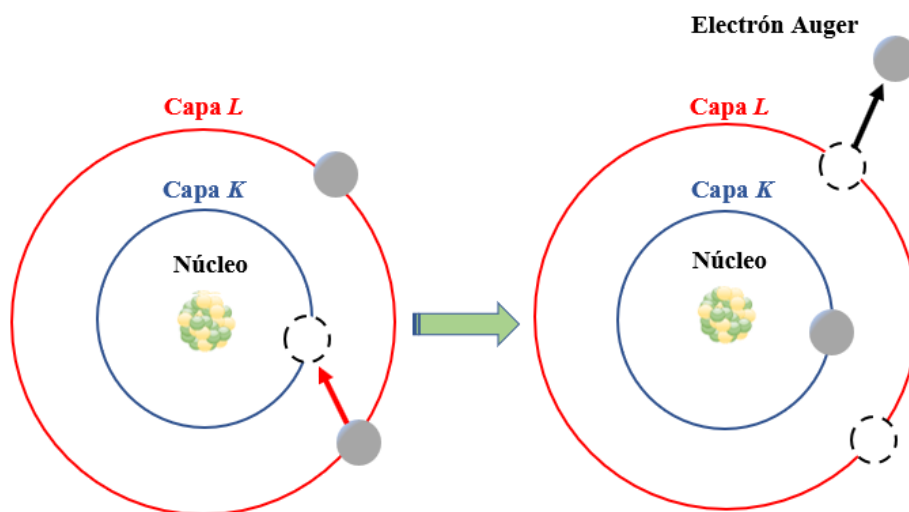


Figura 3.13. Representación esquemática de la generación de electrones Auger.

Podemos ver de la ecuación (9) que si determinamos las energías de los picos asociados a los electrones de conversión de las capas K y L y conocemos E_γ , la energía del γ competitivo con conversión interna, podemos determinar la energía de ligadura de las capas K y L . Para ilustrar este punto, en la figura 3.14 mostramos un espectro de electrones de una muestra que decae por β^- y que tiene alta probabilidad de desexcitación por conversión interna, el correspondiente a ^{203}Hg . Este radionucleido decae a ^{203}Tl por β^- , dejando al ^{203}Tl en un estado excitado de 0,279 MeV (ver figura 3.15). El decaimiento al estado fundamental se produce mediante la emisión de un γ de 0,279 MeV o por conversión interna. La probabilidad que se produzca emisión γ es 81,56% mientras que el proceso de conversión interna tiene una probabilidad de ocurrencia de 18,44%. A partir del espectro de la figura 3.14, podemos obtener las energías de los picos asociados a los electrones de conversión de las capas K y L . Con E_γ y la ecuación (9) podemos determinar la energía de ligadura de las capas K y L .

Los procesos β^- , de conversión interna y Auger dan lugar a la emisión de electrones, por lo cual debemos ser cuidadosos. Los β^- tienen origen nuclear, mientras que los electrones de conversión y Auger tienen origen atómico. Una diferencia que se distingue claramente en forma experimental es que, como vimos, los electrones β^- presentan un espectro de energía continuo, mientras que los electrones de conversión interna y Auger tienen un espectro discreto. La energía de los electrones Auger está dada por:

$$E_{cin}^{Auger} = E_{lig}(K) - 2 \cdot E_{lig}(L) \quad (10)$$

De la misma forma, fotones γ y rayos X son radiación electromagnética, y el rango de energías de ambos se superpone en una amplia región del espectro electromagnético (ver figura 3.8). La diferencia entre ambos está, nuevamente, en el origen de cada tipo de radiación. Los fotones γ tienen origen nuclear, mientras que los rayos X surgen de transiciones entre niveles atómicos profundos de átomos pesados.

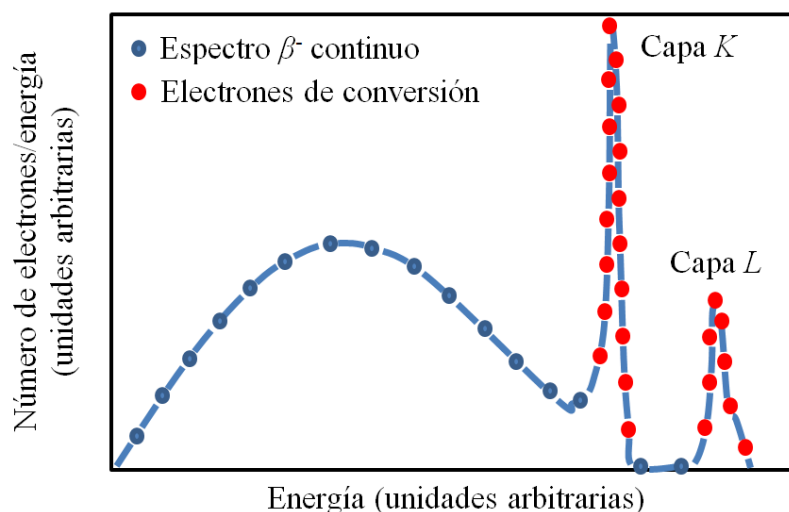


Figura 3.14. Espectro de electrones de conversión interna superpuesto sobre el espectro continuo de electrones β^- emitidos en el decaimiento del ^{203}Hg .

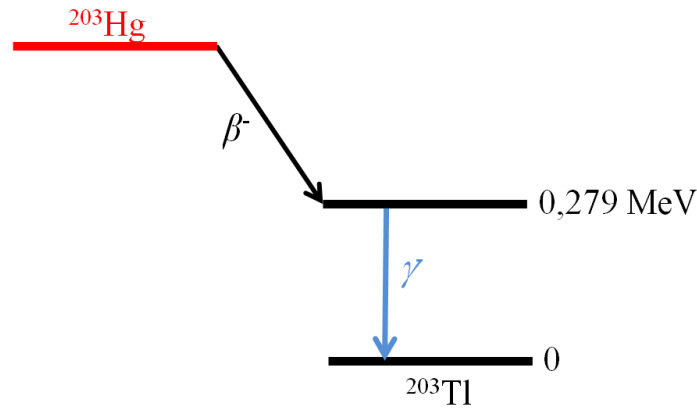


Figura 3.15. Esquema de decaimiento del ^{203}Hg y posterior emisión sucesiva de un γ para llegar al estado fundamental del ^{203}Tl . La desexcitación desde el estado de 0,279 MeV al fundamental se puede producir mediante la emisión de un γ de 0,279 MeV (probabilidad de emisión: 81,56%) o por conversión interna (probabilidad de emisión: 18,44%).

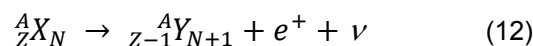
Decaimiento β^+ y desexcitación γ

Siguiendo con el análisis de la tabla de nucleidos, aquellos núcleos que se encuentran a la izquierda de la línea de estabilidad tienen un exceso de protones con respecto al número de neutrones en el núcleo. Por lo tanto, estos radionucleidos se “mueven” hacia un estado más estable mediante procesos que transformen protones en neutrones. A este proceso se lo denomina β^+ .

En el proceso β^+ un protón del radionucleido padre se convierte en un neutrón, emitiéndose del núcleo un positrón (recordemos que el positrón es la antipartícula del electrón, ambas tienen la misma masa. La magnitud de la carga de ambas partículas es la misma, pero de signo opuesto) y un neutrino. Por lo tanto, podemos escribir:



donde e^+ denota al positrón. Podemos escribir la reacción en función de los nucleidos (padre e hijo) involucrados en el proceso:



Como en el caso del decaimiento β^- el proceso es isobárico e implica una trasmutación del elemento. Es fácil ver en la reacción que tanto la carga como el número de nucleones se conserva.

Volvamos por un momento a la tabla de nucleidos. En un decaimiento β^+ el nucleido hijo tiene el mismo número másico A que el padre, pero el número de protones disminuye en 1 y el de neutrones aumenta en 1. Por lo tanto, en el caso de la tabla de nucleidos que presentamos en la figura 2.1, para esquematizar el proceso β^+ del padre al hijo debemos movernos un casillero

hacia abajo y uno hacia la derecha. Ejemplificamos esto en la figura 3.16 para el caso del radionucleido ^{15}O que decae por β^+ a ^{15}N . El color rojo en la tabla de nucleidos indica los radionucleidos que decaen por un proceso β^+ .

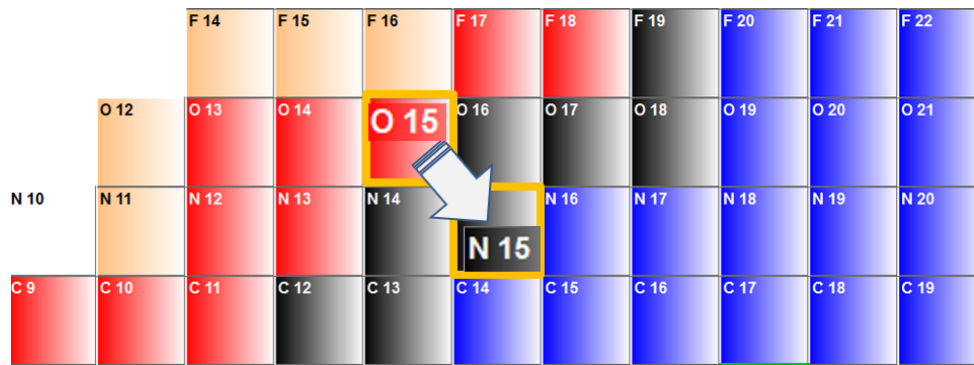


Figura 3.16. Decaimiento β^+ del ^{15}O y como encontrar su radionucleido hijo en la tabla de isótopos.

En el caso de la desintegración β^+ , Z disminuye en una unidad del padre al hijo, por lo cual en los esquemas de decaimiento el proceso se grafica colocando el núcleo hijo a la izquierda” del núcleo padre. El esquema de decaimiento de un emisor β^+ , el ^{15}O , se muestra en la figura 3.17.

A diferencia de otros procesos de decaimiento, en el caso de la desintegración β^+ hay un requisito mínimo para la energía de transición de 1,022 MeV para que se produzca el decaimiento. Este requisito se puede comprender evaluando la diferencia de masas atómica entre los átomos padre e hijo. En la desintegración β^+ el número atómico Z se reduce en una unidad, por lo cual el átomo hijo tiene un exceso de un electrón, que debe compensar para lograr la neutralidad eléctrica. Por lo tanto, además del positrón emitido en desintegración β^+ , el átomo debe emitir un electrón orbital. Dado que la masa del electrón y del positrón son iguales, 0,511 MeV/ c^2 , es necesaria una energía de transición mínima de 1,022 MeV. Este punto lo retomaremos en la sección 3.10. Este requisito energético lo denotamos en la figura 3.17 con el umbral o escalón (línea horizontal punteada) de 1,022 MeV por debajo del ^{15}O al ^{15}N .

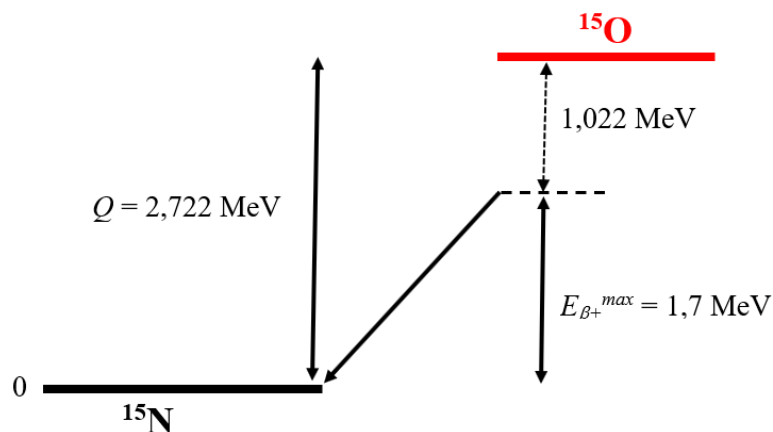


Figura 3.17. Esquema de decaimiento del emisor β^+ ^{15}O . La línea vertical punteada representa la energía mínima requerida para una transición β^+ (1,022 MeV).

En el caso del proceso β^+ el núcleo hijo también puede quedar con un exceso de energía, en un estado excitado (o en un estado isomérico), llegando al estado fundamental mediante la emisión de uno o más rayos γ (ver figura 3.18) o por conversión interna. La ramificación también puede darse en el caso de emisores β^+ (figura 3.19).

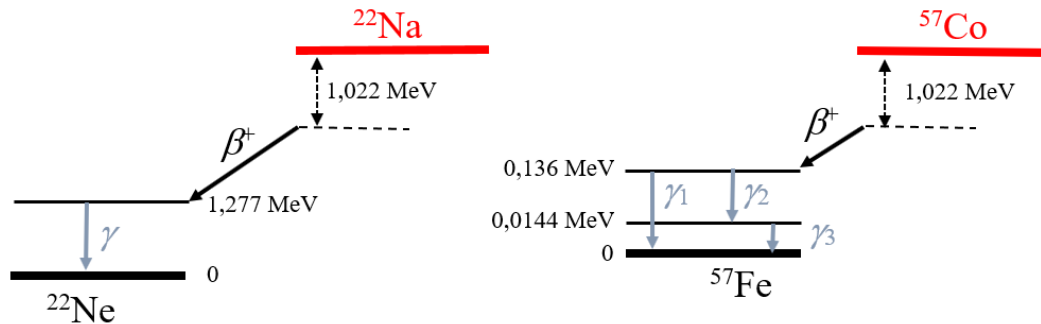


Figura 3.18. Esquema de decaimiento de los emisores β^+ ^{22}Na y ^{57}Co .

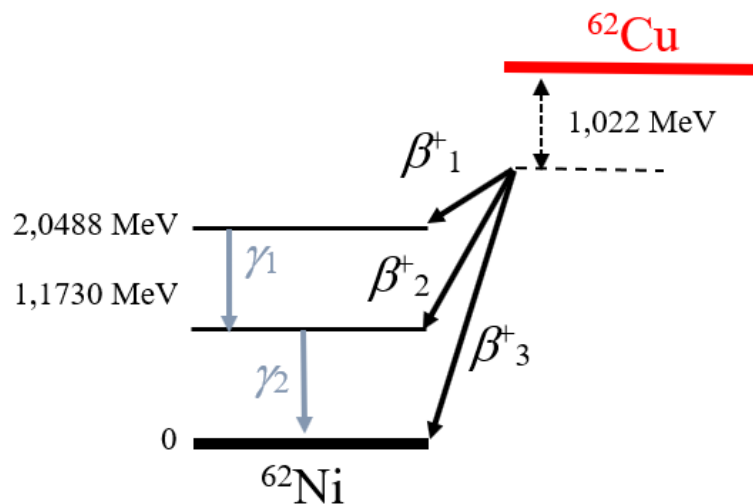


Figura 3.19. Esquema de decaimiento simplificado del emisor β^+ ^{62}Cu .

En el proceso β^+ la energía de transición (la energía máxima de los positrones, es decir, la energía de la transición menos 1,022 MeV, 1,7 MeV para el caso del ^{15}O) se “reparte” entre el positrón y el neutrino, por lo cual, al igual que las partículas β^- , los positrones presentan un espectro continuo de energía. La forma del espectro β^+ es similar al de los β^- (como el mostrado en la figura 3.2). También se cumple la ecuación (3), la energía promedio de los positrones es aproximadamente un tercio de la energía máxima de éstos.

Al igual que los electrones, luego de ser emitido el positrón pierde toda su energía al recorrer unos pocos mm en un medio material vía interacción coulombiana con los electrones y núcleos del medio. Este proceso de pérdida de energía, y por ende de disminución de su velocidad, se denomina *termalización*. Cuando el positrón alcanza una velocidad lo suficientemente baja como para considerarlo en reposo, se une con un electrón del medio formando una entidad llamada *positronio*, en la cual ambas partículas orbitan una alrededor de la otra. El positronio tiene una

vida promedio de 10^{-10} s, al cabo de la cual el positrón se combina con el electrón en lo que se conoce como *reacción de aniquilación*. En esta reacción la masa de ambas partículas se convierte en energía, emitiéndose dos rayos γ de 0,511 MeV en direcciones opuestas como consecuencia de la conservación del momento lineal (en realidad, como ambas partículas no están estrictamente en reposo, el ángulo es ligeramente diferente a 180° , un apartamiento de unas décimas de grado).

Dado que en el proceso de aniquilación se generan dos rayos γ direccionales, los emisores β^+ son muy útiles en imágenes médicas, ya que este hecho permite localizar el punto donde se produjo la aniquilación, siendo esta la base de la tomografía de aniquilación de positrones (PET, por sus siglas en inglés). Una descripción muy clara de esta técnica se puede encontrar en [Cherry]. Finalmente, notemos que los fotones de 0,511 MeV producidos en la reacción de aniquilación no son de origen nuclear y se los suele denominar *rayos γ de aniquilación*.

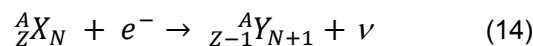
Captura electrónica

Los núcleos que tienen un exceso de protones en relación al número de neutrones tienen un proceso alternativo a la desintegración β^+ para decaer, captura electrónica (que abreviaremos C.E.). En este proceso, un electrón atómico es capturado por el núcleo inestable y se combina con un protón para formar un neutrón.



Si volvemos al principio de este capítulo, a la sección 3.2, en el proceso β^- teníamos que $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} + \text{energía}$. Ambas reacciones son esencialmente las mismas, pero ahora con la partícula β^- y el protón en el lado izquierdo y el neutrón en el lado derecho, por lo cual a C.E. se le suele llamar también *decaimiento β^- inverso*. En general, el electrón capturado pertenece a los orbitales más profundos del átomo, los más cercanos al núcleo, la capa K y con menor probabilidad la capa L . La notación C.E.(K) C.E.(L) se utiliza para indicar la captura de un electrón de la capa K o de la capa L , respectivamente.

En función de los nucleidos padre e hijo involucrados en el proceso, la reacción es:



Similarmente a los decaimientos que ya estudiamos, el proceso de C.E. es isobárico y se produce trasmutación del elemento. Al igual que en la desintegración β^+ , el número atómico se reduce en uno, por lo cual el decaimiento por C.E. se representa hacia la izquierda. Usualmente, el nucleido hijo que se genera luego de C.E. tiene un exceso de energía, por lo cual se desexcita vía emisión de rayos γ o conversión interna. En la figura 3.20 presentamos el esquema de desintegración del ^{125}I , un radionucleido que se suele emplear en radioinmunoensayos [Cherry].

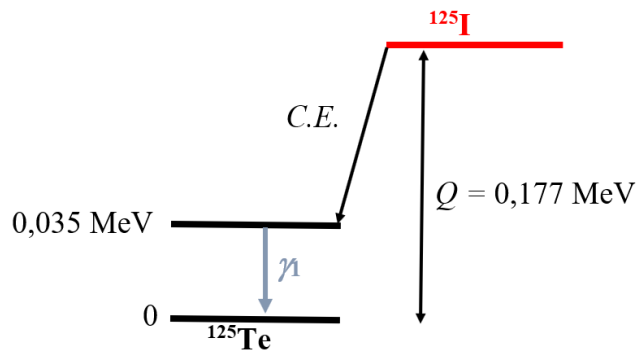


Figura 3.20. Esquema de decaimiento del ^{125}I .

De la reacción (14) podemos ver que en el proceso de C.E. sólo se emite un neutrino. Dado que los neutrinos son extremadamente difíciles de detectar, pareciera que el proceso de C.E. es un proceso prácticamente imposible de detectar. Sin embargo, la captura del electrón deja un hueco en la capa involucrada (la K o la L), que es ocupado por un electrón de una capa más externa. En este proceso se emiten rayos X o electrones Auger. En otras palabras, en C.E. siempre hay rayos X característicos o electrones Auger involucrados en los eventos posteriores a la captura electrónica. Esta radiación es detectable (dependiendo de su energía) y es un indicador del proceso de C.E.

Los procesos β^+ y C.E. tienen el mismo efecto: ambos son procesos isobáricos que reducen el número de protones del núcleo hijo en una unidad con respecto al Z del padre. Por lo tanto, son procesos competitivos para alcanzar el mismo resultado final. Un dado radionucleido con exceso de protones puede entonces decaer por β^+ y C.E., cada uno con una dada probabilidad de ocurrencia. C.E. es más probable para átomos pesados (ya que los orbitales más profundos están más cerca del núcleo) mientras que β^+ más probable para átomos livianos. Un ejemplo de un radionucleido que puede decaer por ambos procesos es el ^{18}F . Su esquema de decaimiento se muestra en la figura 3.21. En este caso, el 3% de los decaimientos se producen por C.E. y el 97% restante por β^+ . Notemos que en C.E. no existe el umbral de energía de 1,022 MeV.

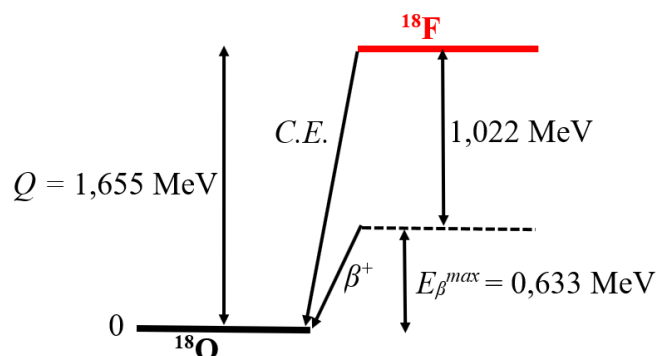


Figura 3.21. Esquema de decaimiento del ^{18}F , radionucleido que decae tanto por β^+ como por C.E.

Existen nucleidos que pueden decaer no sólo por los procesos competitivos β^+ y C.E. Algunos pueden decaer por β^+ , β^- y C.E. Discutiremos este comportamiento en la sección 3.10. Ejemplos de radionucleidos que decaen por varios procesos son ^{40}K (radionucleido presente en la mayoría

de las matrices ambientales, con relevancia desde el punto de vista radiológico) y el ^{69}Cu . Los esquemas de decaimiento de ambos radionucleidos se muestran en las figuras 3.22 y 3.23. En la tabla de nucleidos, núcleos que tienen más de un modo de decaimiento se representan con dos colores para representar cada uno. Un ejemplo de esto se muestra en la figura 3.24.

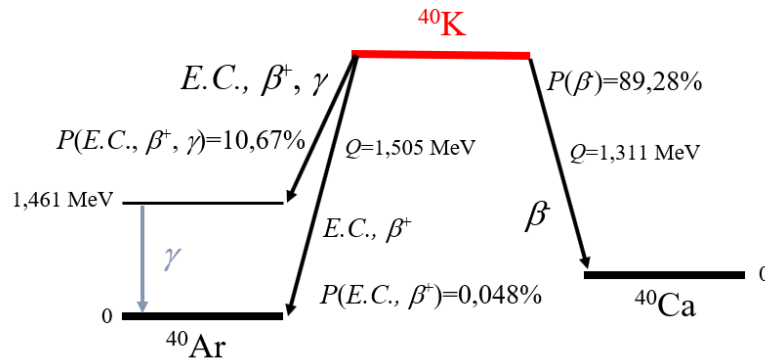


Figura 3.22. Esquema de decaimiento del ^{40}K , emisor β^- , β^+ , pudiendo también experimentar C.E y emisión de rayos γ .

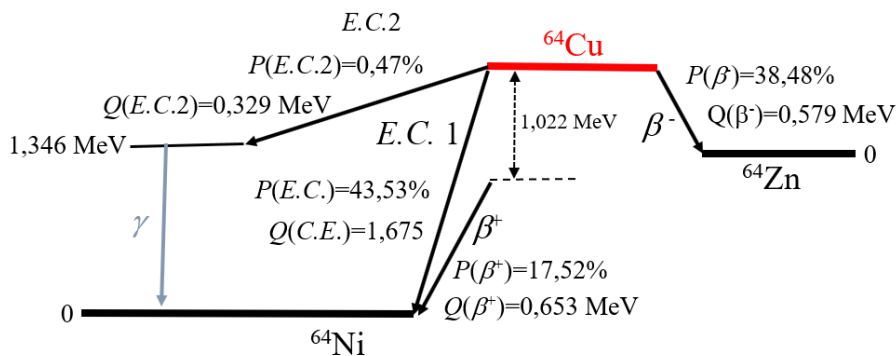


Figura 3.23. Esquema de decaimiento del ^{64}Cu , emisor β^- , β^+ , pudiendo también experimentar C.E y emisión de rayos γ .

Zn 64 48.268 σ 0.74 $\sigma_{n,\alpha}$ 1.1E-5 $\sigma_{n,p}$ < 1.2E-5	Zn 65 244.3 d ϵ , β^+ 0.3 γ 115... σ 66, $\sigma_{n,\alpha}$ 2.0	Zn 66 27.975 σ 0.9 $\sigma_{n,\alpha}$ < 2E-5
Cu 63 69.15 σ 4.5	Cu 64 12.7004 h ϵ , β^- 0.6, β^+ 0.7 γ (1346) σ ~270	Cu 65 30.85 σ 2.17
Ni 62 3.6345 σ 15	Ni 63 100 a β^- 0.07 no γ σ ~20	Ni 64 0.9256 σ 1.6

Figura 3.24. El ^{64}Cu en la tabla de nucleidos. Los colores rojo y azul indican que este radionucleido puede decaer por procesos β^+ /C.E o β^- .

Un comentario sobre los estados isoméricos

En la sección 3.4, cuando discutimos estados con un exceso de energía, distinguimos entre dos casos, estados excitados y estados metaestables o isoméricos. Establecimos que la diferencia entre ambos es simplemente el tiempo de vida de cada estado. Si esta vida es mayor a 10^{-12} s, ese estado es un estado metaestable (o isomérico). Lo que podríamos preguntarnos es ¿cuánto tiempo puede vivir un dado estado metaestable? Algunos estados metaestables son bastante longevos. Su vida promedio puede ir desde unos segundos hasta horas o incluso años. La explicación de estas largas vidas medias se origina en la diferencia entre los espines de los niveles involucrados en la transición. Son transiciones prohibidas por las reglas de selección [Leo, Evans].

Por definición no existe isómero que pueda denominarse “estable”, sin embargo, algunos tienen una vida suficientemente larga como para ser “casi estables”. El único isómero casi-estable que existe de forma natural es el $^{180\text{m}}\text{Ta}$. Su vida media es al menos de 10^{15} años, mayor que la edad del universo. Cuando decae hacia el estado fundamental, se libera un rayo γ de energía 0,075 MeV.

Algunos de los radionucleidos que presentan estados metaestables son muy importantes en muchas aplicaciones, por lo cual son considerados como una entidad separada y se los clasifica como un nucleido más. La vida media relativamente larga de estos radionucleidos permite separarlos de su padre radioactivo y así obtener una fuente emisora de energía pura. En Medicina Nuclear el radionucleido con un estado metaestable más empleado es el $^{99\text{m}}\text{Tc}$ [Cherry]. El $^{99\text{m}}\text{Tc}$ emite rayos γ de 0,140 MeV (ver figura 3.25), que presentan características muy favorables para ser usados en cámaras gamma [Cherry]. El estado isomérico, que se detalla en la figura 3.25, tiene una vida media de 6 h y puede ser usado como radiomarcador de diferentes agentes empleados para obtener imágenes médicas [Cherry].

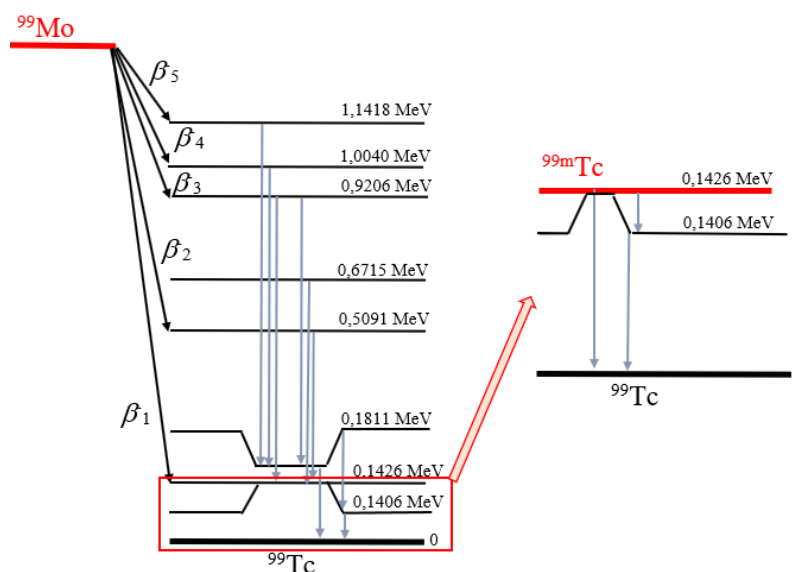


Figura 3.25. Esquema de decaimiento del emisor β^- ^{99}Mo . En el recuadro rojo y ampliado a la derecha se muestra el estado isomérico $^{99\text{m}}\text{Tc}$, que se lo considera (por sus importantes aplicaciones, sobre todo en Física Médica) un nucleido independiente del decaimiento del ^{99}Mo .

Desintegración α

La desintegración α consiste en la emisión por parte de un núcleo de una partícula alfa (α , un núcleo de ${}^4\text{He}$), compuesta por dos protones y dos neutrones. El núcleo hijo tiene por lo tanto dos protones menos ($Z-2$) y el A cuatro unidades menos que el núcleo padre. Podemos escribir entonces:



Vemos que en esta reacción no hay involucrado un tercer cuerpo, que el proceso no es isobárico, que hay trasmutación del elemento y que Z disminuye en dos unidades, de forma tal que el proceso se esquematiza colocando el núcleo hijo a la izquierda del núcleo padre.

La mayoría de los emisores α son núcleos pesados, núcleos que contienen demasiados nucleones para ser estables. En la tabla de nucleidos los emisores α se representan en color amarillo. Si inspeccionamos dicha tabla, concluimos que la mayoría de los emisores α tienen $A > 200$. Mostramos cómo seguir el decaimiento α de padre a hijo en la figura 3.26 para los casos del ${}^{235}\text{U}$ y ${}^{238}\text{U}$.

Np 230	Np 231	Np 232	Np 233	Np 234	Np 235	Np 236	Np 237	Np 238	Np 239	Np 240	Np 241
U 229	U 230	U 231	U 232	U 233	U 234	U 235	U 236	U 237	U 238	U 239	U 240
Pa 228	Pa 229	Pa 230	Pa 231	Pa 232	Pa 233	Pa 234	Pa 235	Pa 236	Pa 237	Pa 238	
Th 227	Th 228	Th 229	Th 230	Th 231	Th 232	Th 233	Th 234	Th 235	Th 236	Th 237	
Ac 226	Ac 227	Ac 228	Ac 229	Ac 230	Ac 231	Ac 232	Ac 233	Ac 234			

Figura 3.26. Decaimiento α del ${}^{235}\text{U}$ y del ${}^{238}\text{U}$ y como encontrar su radionucleido hijo en la tabla de nucleidos.

Podríamos preguntarnos por qué estos núcleos pesados emiten una partícula α y no dos protones y dos neutrones en forma separada. La respuesta está en la energía de ligadura de la partícula α , si recordamos del capítulo 2, esta energía de ligadura es excepcionalmente alta para la región $A=4$, por lo cual tienen una estabilidad extraordinaria. En muchos casos se comportan como una unidad similar a los protones y neutrones. Entonces, energéticamente, es más favorable emitir la partícula α que los cuatro nucleones por separado. Esto no nos debe llevar a concluir que las partículas α existen como tal en el interior del núcleo. En una imagen muy simplificada, se supone que hay ciertas correlaciones en el movimiento de los nucleones que hacen que ocasionalmente algunos de ellos se agrupen en una configuración como la del ${}^4\text{He}$,

que actúa como una unidad. Cuando tal unidad está cerca de la superficie del núcleo, hay una cierta probabilidad que la unidad escape del núcleo como una partícula α .

Teóricamente el proceso de emisión α fue explicado por primera vez por Gamow [Stuewer] y (en forma independiente) por Condon y Gurney modelando el escape a partir de la penetración de la partícula α a través de la barrera de potencial nuclear (efecto túnel [Alonso, Serway, Young]). La forma del potencial de interacción de una partícula α con el resto del núcleo se esquematiza en la figura 3.27. La energía de las partículas α (variando típicamente entre 4-9 MeV) es menor que la altura de la barrera de potencial coulombiana en la superficie (en el orden de 40 MeV para la mayoría de los emisores α). Clásicamente, no puede escapar. Desde las reglas de la Mecánica Cuántica existe una probabilidad no nula que la partícula escape del núcleo, y en base a estas reglas de la Mecánica Cuántica, podemos calcular esta probabilidad de emisión por unidad de tiempo [Williams, Meyerhof, Evans, Povh]. Los resultados obtenidos concuerdan muy bien con los experimentales (ver el capítulo ocho de la referencia [Alonso]).

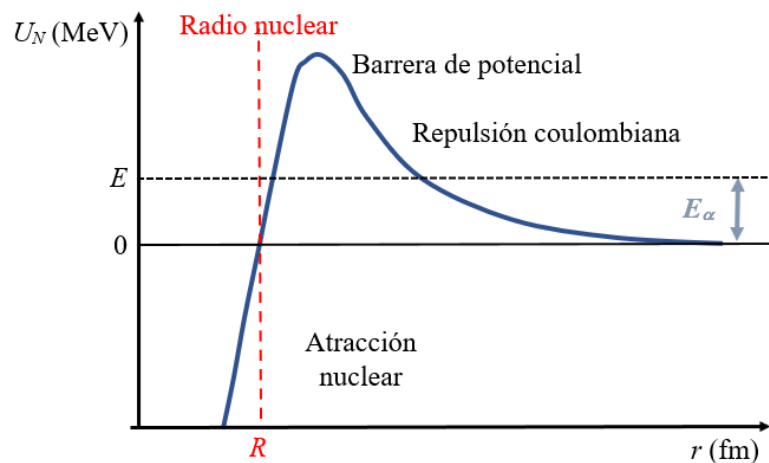


Figura 3.27. Energía potencial $U_N(r)$ de una partícula α en un núcleo.

Experimentalmente se observa que las partículas α emitidas por un núcleo tienen una energía bien definida. Este hecho confirma que la desintegración α es un problema de dos cuerpos (y no de tres como los diferentes tipos de desintegración β), tal como lo muestra la ecuación (15). La emisión α es entonces como la explosión de una granada en dos fragmentos. Uno de los fragmentos es el núcleo hijo y el otro la partícula α . Notemos que el núcleo hijo tendrá un número másico A del orden de 200, y la partícula α tiene $A=4$, por lo cual podemos deducir que la energía de retroceso del núcleo hijo será despreciable. Este punto lo veremos al final del capítulo, en la sección 3.10.

La probabilidad que la partícula α atraviese la barrera de potencial depende muy sensiblemente del ancho y la altura de la barrera y la energía de la partícula α . Cuanto mayor sea la energía de la partícula, mayor es la probabilidad de emisión. Por esta razón muchos de los decaimientos α se producen al estado fundamental del núcleo hijo, ya que este caso involucra la mayor diferencia de energía. Decaimientos a estados excitados del hijo son también posibles. En estos casos, el espectro de energía de las partículas α presenta varias líneas, cada una

asociada a cada decaimiento. A modo de ejemplo, en la figura 3.28 se presenta el esquema de decaimiento del ^{228}Th . Como vemos, se produce la emisión de cinco partículas α , cada una con una energía diferente, que llevan a diferentes estados excitados y al fundamental del ^{224}Ra . Notemos que, como mencionamos, la transición al estado fundamental es la que presenta mayor probabilidad de ocurrencia (71%).

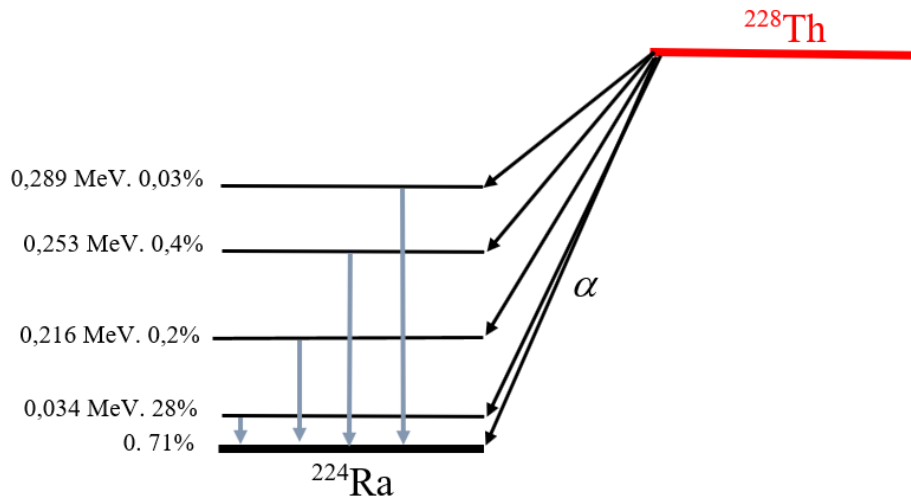


Figura 3.28. Esquema de decaimiento del emisor α ^{228}Th . Se reportan también las energías involucradas y las probabilidades de emisión de cada α en %.

Las partículas α tienen una carga eléctrica $+2e$. Al atravesar un medio material, interactúan en forma coulombiana con los electrones del medio material, ionizándolo. En cada proceso de ionización la partícula α pierde una fracción relativamente pequeña de su energía [Leo, Evans]. Pero dado que el número de ionizaciones por unidad de camino es muy alto, la partícula α pierde toda su energía en distancias muy cortas. La capacidad de penetración de las partículas α depende de su energía y del medio que atraviesa [Leo, Evans], pero para darnos una idea de su capacidad de penetración, una partícula α de 5,3 MeV emitida por el ^{210}Po puede atravesar sólo 3,8 cm de aire antes de detenerse (7,7 cm en el caso de una partícula α de 7,7 MeV emitida por el ^{214}Po). En los tejidos orgánicos (que tienen una densidad similar a la del agua) una partícula α de 5,3 MeV su capacidad de penetración se reduce a sólo 0,037 mm y es aún menor en metales. Las partículas α son detenidas por una hoja de papel o una lámina delgada de Al [Leo, Evans]. Incluso, la capa de piel muerta sobre nuestros cuerpos detiene a las partículas α de hasta 5 MeV. A modo de comparación, partículas β de 0,154 MeV y 1,71 MeV (emitidas por el ^{14}C y ^{32}P) tienen un alcance en agua de 0,29 y 8 mm, respectivamente.

Fisión nuclear

Hasta aquí explicamos el significado de los colores negro, rojo, azul y amarillo en la tabla de nucleidos. Si la miramos en detalle, podemos observar dos colores más: blanco y verde (figura

3.29). El blanco representa nucleidos que no han sido observados. Veamos entonces que denota el color verde.

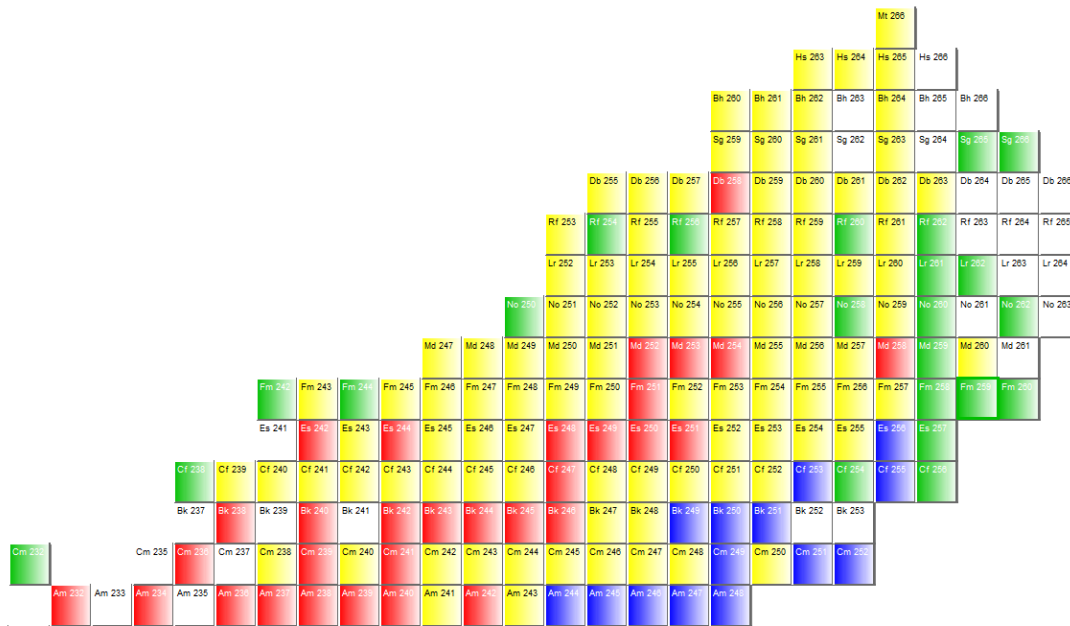


Figura 3.29. Región de la tabla de isótopos para A > 223 que muestra los elementos que sufren fisión espontánea (en color verde).

El color verde denota aquellos nucleidos que decaen por un proceso denominado *fisión nuclear*. Si el proceso se produce naturalmente se denomina *fisión espontánea*. Este proceso es muy raro, con una muy baja probabilidad de ocurrencia. Esta probabilidad de ocurrencia queda determinada por la *tasa de fisión nuclear espontánea*, que es la probabilidad por segundo que un núcleo dado se fisione de forma espontánea. Es decir, sin ninguna intervención externa.

En el proceso de fisión un núcleo inestable se divide en dos núcleos más livianos (más pequeños), que se conocen como *productos o fragmentos de fisión*. En el proceso se liberan además neutrones y una gran cantidad de energía. En el Capítulo 2 hablamos de la fisión espontánea al discutir la forma de la curva de la energía de ligadura por nucleón en función del número másico. Habíamos visto que los núcleos con A > 100 ganan energía de ligadura al fisionarse y se espera que la fisión espontánea sea más probable a medida que aumenta el número de masa, pero incluso es un proceso muy poco probable aún en elementos pesados como el uranio. De hecho, la fisión espontánea es factible para A mayores a aproximadamente 232 (ver figura 3.29). Para elementos más pesados que el uranio (los llamados elementos transuránicos) la tasa de fisión espontánea aumenta con el número de masa (el ²³⁹Pu tiene una tasa de fisión espontánea mucho más alta que el ²³⁵U) y puede convertirse en el modo de descomposición dominante A superiores a 260.

Una forma de reconocer procesos de fisión espontánea de radionucleidos naturales pesados es a partir de los daños que se producen en la estructura cristalina de los minerales que los contienen cuando los fragmentos de fisión retroceden a través de ellos. Una técnica de datación radiométrica basada en el análisis de estos rastros o huellas de daños dejadas por fragmentos de fisión en ciertos minerales y vidrios que contienen uranio u otros elementos pesados se

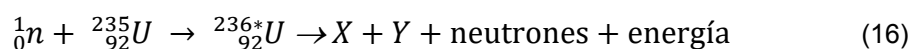
conoce como *datación por pista de fisión*. Ejemplos de nucleidos naturales que han dejado evidencia de fisión espontánea en sus minerales son ^{232}Th , ^{235}U y ^{238}U [Datación].

Entre los núcleos que sufren procesos de fisión podemos citar al ^{238}U que ocasionalmente decae por fisión espontánea con una probabilidad de 0,000055%, el ^{235}U que decae por fisión espontánea con una probabilidad de 0,000000072% y el ^{239}Pu , que es el principal radionucleido fisiónable en uso.

La fisión nuclear es un proceso muy raro en la naturaleza. Sin embargo, se puede producir fisión si los núcleos pesados son bombardeados con partículas, en general neutrones. A este proceso se lo denomina *fisión inducida*. Se emplean neutrones para inducir la fisión ya que, al no tener carga eléctrica no experimentan repulsión coulombiana con el núcleo blanco. La fisión nuclear inducida se produce cuando un núcleo pesado captura un neutrón. La absorción del neutrón produce un núcleo que es inestable y puede decaer a una configuración más estable al dividirse en dos núcleos más livianos. En el proceso se libera energía porque la energía de enlace por nucleón de los productos de fisión es del orden de 1 MeV mayor que la del núcleo padre (ver la figura 2.10). Tanto el ^{238}U (abundancia: 99.3%) como el ^{235}U (0.7%), así como algunos otros nucleidos, se pueden dividir con cierta facilidad por bombardeo con neutrones. El ^{235}U se fisiona con mayor probabilidad con neutrones con energía cinética del orden de 0,025 eV (a los neutrones con energía de este orden se los denomina *térmicos* o también *lentos*). El ^{238}U se fisiona sólo con neutrones con energía mínima de 1 MeV (*neutrones rápidos*). Aquellos núcleos que pueden fisionarse al ser bombardeados con neutrones de cualquier energía (como el ^{235}U) se los denomina *fisiles*. Los que se fisiona sólo con neutrones rápidos (como el ^{238}U) se los llama *fisionables*.

La fisión nuclear inducida fue observada por primera vez en 1938 por Otto Hahn y Fritz Strassman, luego de algunos estudios básicos de Fermi, al bombardear uranio con neutrones. La radiación resultante observada no coincidía con la de ningún nucleido radioactivo conocido. Poco después, Lise Meitner y su sobrino Otto Frisch, a partir de análisis químicos muy meticulosos mostraron que el núcleo de uranio se había dividido en dos fragmentos después de absorber un neutrón. En los productos de la reacción encontraron un isótopo radioactivo del Ba ($Z=56$) y uno del Kr ($Z=36$). Además, se producían 2 o 3 neutrones y en ocasiones un nucleido ligero como ^3H y energía. Este acontecimiento fue de considerable interés para los físicos que trataban de entender el núcleo, pero tendría consecuencias de mayor alcance. Las mediciones mostraron que se liberaban unos 200 MeV en cada evento de fisión, y este hecho iba a afectar el curso de la historia, tal como se compró (lamentablemente) en 1945 en las ciudades japonesas de Hiroshima y Nagasaki.

Vamos a centrarnos en describir la fisión en un caso de enorme importancia tecnológica, la fisión del ^{235}U por neutrones térmicos. Este proceso puede representarse con la reacción:



El $^{236*}\text{U}$ es un estado intermedio excitado que vive sólo unos 10^{-12} s antes de dividirse en los núcleos X e Y de masa media, los fragmentos de fisión. Notemos que, en un sentido estricto, es el $^{236*}\text{U}$ y no el ^{235}U el que se fisiona, pero es costumbre hablar de fisión del ^{235}U .

La fisión es un proceso estocástico que produce diversos fragmentos X e Y en cada fisión con una ley de probabilidad que depende de A y que satisfacen los requisitos de conservación del número de nucleones, energía y carga. La ley de partición es asimétrica, en el sentido que se produce un fragmento de fisión con un A bajo y otro con A alto, ambos con alta energía cinética. Entre los productos de fisión del ^{235}U se detectan más de 100 nucleidos que corresponden a más de 20 elementos diferentes. Una gráfica de la distribución de productos de fisión del ^{235}U con el número de masa A se muestra en la figura 3.30. Como podemos ver, los productos con mayor probabilidad de formación tienen números mágicos del orden de 140 y 95. Además, la fisión da por resultado la producción de varios neutrones, por lo general dos o tres. En promedio, unos 2,5 neutrones se liberan por cada evento de fisión.

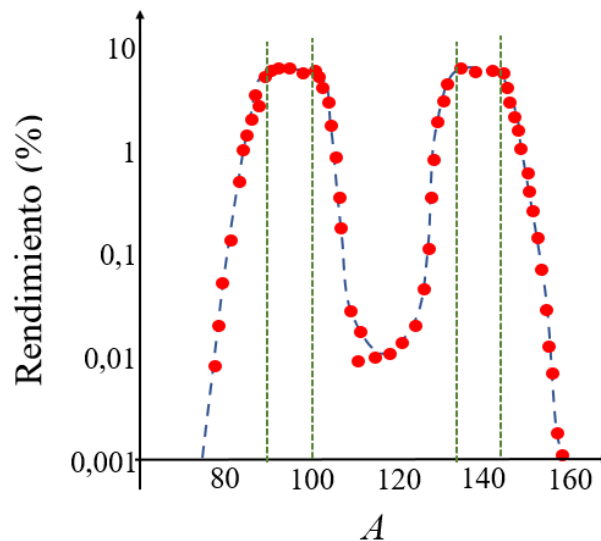
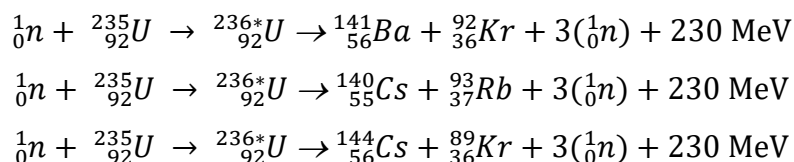


Figura 3.30. Rendimiento de la fisión del ^{235}U por bombardeo con neutrones térmicos para cada producto obtenido en función del número másico A. En el eje y la escala es logarítmica.

La energía de enlace por nucleón es de 7,2 MeV para núcleos pesados (A del orden de 240) y unos 8,2 MeV para núcleos de masa intermedia. La cantidad de energía liberada es entonces del orden de 1 MeV por nucleón. Para el ^{235}U tenemos 235 nucleones, por lo cual la energía liberada por cada evento de fisión es del orden de 230 MeV, cantidad de energía que es millones de veces mayor que la liberada en las reacciones químicas, como ya vimos en el capítulo 2. Algunas reacciones de fisión del ^{235}U representativas son:



Los fragmentos de fisión en general tienen un exceso de neutrones para ser estables, por lo que decaen por β^- hasta que se llega a la estabilidad. Si alguno o algunos de los elementos de la cadena de decaimiento tiene una vida lo suficientemente larga puede ser extraído de los productos de fisión y ser posteriormente empleados. Uno de estos productos de fisión que se

puede extraer es el $^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc}$. Otros productos de fisión con empleo en Medicina Nuclear son el ^{131}I y el ^{133}Xe . Debemos tener en cuenta, de la figura 3.30 que la fisión no es específica, se producen más de 100 nucleidos, por lo cual tiene un bajo rendimiento para un radionucleido particular.

La reacción de fisión presenta una aplicación muy importante: la generación de energía mediante reactores nucleares. Como acabamos de ver, cuando se fisiona el ^{235}U , un neutrón incidente da como resultado un promedio de 2,5 neutrones emitidos por cada evento de fisión. Estos neutrones pueden dar lugar a nuevas fisiones. Dado que por cada fisión se producen más neutrones por evento que los que son absorbidos, se puede generar una *reacción en cadena*. Una reacción en cadena es un proceso mediante el cual los neutrones que se han liberado en una primera fisión nuclear producen una fisión adicional en al menos un núcleo más. Este núcleo atómico, se fisiona y libera a su vez más neutrones rápidos dando la oportunidad a que el proceso se repita. Estas reacciones en cadena pueden ser controladas o descontroladas. Las reacciones descontroladas producen la liberación repentina de una enorme cantidad de energía. Es una bomba nuclear. Cuando la reacción se controla, la energía liberada puede utilizarse en un servicio constructivo. Es lo que ocurre en un reactor nuclear para generar energía eléctrica. A nivel mundial alrededor del 12% de la electricidad generada cada año proviene de plantas nucleares generadoras de electricidad, y este tipo de energía se usa extensivamente en países como Francia, Japón y Alemania y Argentina (un 7% de nuestra energía proviene de las tres centrales nucleares actualmente en funcionamiento) [Reactores nucleares]. Aunque en cada fisión nuclear se producen entre dos y tres neutrones, no todos los neutrones están “disponibles” para continuar con la reacción de fisión, algunos se pierden. Si los neutrones liberados por cada reacción nuclear se pierden a un ritmo más rápido de lo que se forman por la fisión, la reacción en cadena no será autosostenible y se detendrá. Es decir, se requiere un balance muy crítico en la reacción de fisión para que no se des controle ni se apague.

Un reactor nuclear es un sistema diseñado para mantener lo que se llama reacción en cadena autosostenida de fisión del combustible nuclear, en general ^{235}U (algunos reactores emplean ^{239}Pu). Esta cadena autosostenida se logró por primera vez en 1942, más precisamente a las 3:36 del 2 de diciembre de 1942, por Enrico Fermi y su equipo bajo las tribunas del Stagg Field, un campo de entrenamiento de la universidad de Chicago, con uranio natural como combustible. El uranio natural contiene únicamente 0,7% del isótopo ^{235}U y 99,3% del ^{238}U . Este hecho es importante para el funcionamiento de un reactor porque el ^{238}U tiene una probabilidad de fisión extremadamente baja y tiende a absorber neutrones sin fisionarse, convirtiéndose en neptunio y plutonio. Por esto, en algunos diseños de reactores nucleares, el combustible debe ser enriquecido artificialmente para aumentar la concentración de ^{235}U a un 2% aproximadamente.

La probabilidad que el ^{235}U capture un neutrón y se fisione aumenta cuando el neutrón es térmico o lento (energía del orden de 0,025 eV). Los neutrones rápidos pueden pasar a ser lentos al colisionar con un elemento moderador. En general, se utiliza como moderador agua pesada y a veces grafito. Además del moderador, en un reactor se emplean barras de control que exponen o blindan las barras de U para estimulan o apagan la reacción en cadena. Estas barras de control contienen un material que absorbe neutrones sin fisionarse, como por ejemplo cadmio o boro.

El último punto fundamental es la masa crítica, la cantidad mínima de material fisionable para que la reacción nuclear en cadena se autosostenga. La masa crítica de un material fisionable depende de varios factores como ser sus propiedades físicas, propiedades nucleares, la geometría y la pureza del combustible nuclear.

En el primer reactor nuclear (bautizado *Chicago Pile-1* o *CP-1*) Fermi colocó ladrillos de grafito (carbono) entre los elementos de combustible. Los núcleos de carbono son unas 12 veces más pesados que los neutrones, y luego de varias colisiones con núcleos de carbono, la velocidad de un neutrón se reduce lo suficiente para aumentar su probabilidad de fisionar el ^{235}U . En este diseño, el carbono es el moderador. Para alcanzar una reacción en cadena autosostenida, un promedio de un neutrón emitido en cada fisión de ^{235}U debe ser capturado por otro núcleo de ^{235}U y hacer que dicho núcleo experimente fisión. Más detalles sobre reactores nucleares se pueden encontrar en [Desimoni].

Podríamos preguntarnos qué fue de CP-1, donde se encuentra en la actualidad. Tras la demostración inicial, y dado que se encontraba localizado en medio de un área metropolitana, se decidió desmontarlo y trasladado a unos 30 kilómetros fuera de la ciudad Chicago, lo que hoy es un área recreativa del suburbio de Chicago de Palos Park. Tras su traslado, el reactor fue reconstruido con algunas mejoras y renombrado CP-2. En 1950 fue rediseñado y se convirtió en CP-3. A su alrededor se construyeron varios edificios para alojar laboratorios, dormitorios, caniles para perros (no precisamente de vigilancia) y una fundición de plomo. Los programas y proyectos de investigación en estas instalaciones se cerraron en el año 1954 y se trasladaron al flamante Laboratorio Nacional de Argonne. Todos los edificios y los equipos fueron derribados o desarmados y se enterraron en profundidad. Para ello se excavó una fosa de unos 100 metros de ancho y 40 metros de profundidad para albergar los dos reactores y se los cubrió con 800 toneladas de hormigón para fabricar un sarcófago contenedor donde CP-2 y CP-3 descansan de por vida. La excavación fue nivelada y forestada para que no quedara constancia visible de su presencia. La parte superior del reactor CP-3 está aproximadamente a siete metros por debajo de la superficie de un terreno por el que cada día transitan cientos de personas.

Los residuos radioactivos y los elementos de laboratorio contaminados por las actividades de investigación se enterraron a un par de km de la fosa donde se enterraron los reactores. Estos residuos incluían tritio, uranio, plutonio y otros productos de fisión en diversas formas, material contaminado como filtros de aires e incluso cadáveres de animales usados para experimentación. Una capa de hormigón protege a los residuos de la filtración del agua de lluvia y evitar que se remueva la tierra.

En ambas fosas se han levantado unos pequeños monumentos de piedra con una breve descripción de las actividades pasadas que una vez fueron secreto de estado (figura 3.31). En los mismos se asegura a los visitantes que la zona no representa ningún peligro para ellos. Un informe sobre la radiactividad por tritio en el terreno y en los acuíferos de la zona se puede encontrar en [Palos Park Forest].

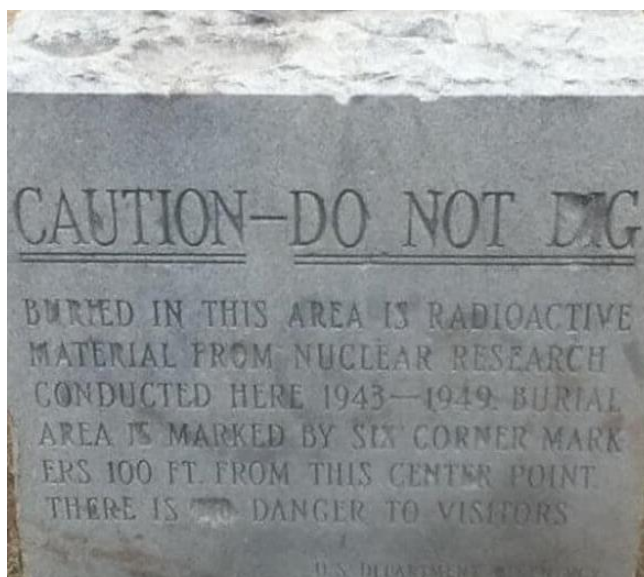


Figura 3.31. Monolito de piedra ubicado en el actual Palos Park Forest Preserve de Chicago que señalan el lugar donde enterraron los reactores CP-2 y CP-3 con una breve descripción de las actividades pasadas que una vez fueron secreto de estado. El monumento indica a los visitantes que la zona no representa ningún peligro. Notar que palabra “no” ha sido cincelada por alguien para borrarla.

Como último comentario, hemos dicho que la primera reacción nuclear de fisión sostenida fue desarrollada por Fermi en 1942. Pero no somos del todo correctos. La naturaleza se nos adelantó por 2.000.000.000 de años. En 1972, el físico Francis Perrin, trabajando en una planta de procesamiento de combustible nuclear situada en el sur de Francia, descubrió que un mineral de uranio proveniente de una mina situada en Oklo, Gabón, contenía una proporción de ^{235}U ligeramente inferior a la habitual, pero suficiente para que los científicos se preguntaran de donde surgía esta diferencia. Los estudios confirmaron que el mineral de uranio era completamente natural y que presentaba huellas de productos de fisión en el mineral. La única conclusión posible es que el mineral de uranio había experimentado fisión. Para que se produjera de forma natural, estos yacimientos de uranio en Oklo tenían que contener necesariamente una masa crítica de ^{235}U para iniciar la reacción. Un segundo factor necesario para que se produzca y se mantenga una reacción nuclear en cadena es la existencia de un moderador. En este caso, agua. Estaban dadas las condiciones para que, hace 1.800 millones de años, se originaran en ciertas partes de la mina reacciones en cadena en las que, durante varios cientos de milenios, se generó energía por un total aproximado de 10.000 MW anuales. Oklo sobrevivió al paso del tiempo. Los expertos sospechan que pueden haber existido otros reactores naturales en el mundo, pero o fueron destruidos por procesos geológicos o simplemente aún no se han descubierto [Oklo].

Energética de las desintegraciones radiactivas

Hemos descripto hasta aquí los diferentes procesos por los cuales se desintegran los más de 2500 radionucleidos que existen en la naturaleza. Lo que nos queda discutir es como determinar por cual o cuales procesos decae un dado nucleido.

Antes de comenzar esta discusión, pongamos en claro la notación que emplearemos. Las masas nucleares las designaremos m y las masas atómicas las denotaremos en mayúsculas, M . En todos los casos despreciaremos la energía de ligadura de los electrones, por lo cual, para un átomo de número atómico Z , tendremos $M=m+Z$. Los núcleos padre e hijo seguirán siendo X e Y .

Para determinar si un dado proceso de decaimiento es posible para un radionucleido definimos:

$$Q = (m_X - m_Y - m_{p.e.})c^2 \quad (17)$$

donde $m_{p.e.}$ es la masa de la partícula emitida en el decaimiento. Si expresamos las masas en u:

$$Q = 931,48. (m_X - m_Y - m_{p.e.}) \text{ MeV} \quad (18)$$

Tal como en el caso del cálculo de energía de ligadura, es necesario trabajar con las masas reportadas en las tablas de nucleidos y usar al menos cuatro decimales para determinar Q . Notemos que lo que implica la ecuación (18) es la diferencia de masas entre nucleido padre y las masas del núcleo hijo y la partícula emitida. Si la masa del nucleido padre es mayor a la suma de las masas del nucleido hijo y la partícula emitida, $Q > 0$, se libera energía y el proceso ocurre espontáneamente. Por el contrario, si la masa del nucleido padre es menor a la suma de las masas del nucleido hijo y la partícula emitida, $Q < 0$ y el proceso no puede producirse espontáneamente, se debe entregar energía al sistema para que ocurra.

Tenemos entonces una forma de determinar el o los procesos por los cuales un dado radionucleido decae. Apliquémosla a cada uno de los procesos que estudiamos. Lo haremos en detalle para la desintegración β y luego extenderemos los resultados a los demás decaimientos.

En el caso de la desintegración β , la partícula emitida es un electrón, e^- . En base a (3), $m_X=m_Z$, $m_Y=m_{Z+1}$ y $m_{p.e.}=m_e$ (escribimos explícitamente el número atómico de los nucleidos padre e hijo). Entonces:

$$Q = 931,48. (m_Z - m_{Z+1} - m_e) \text{ MeV} \quad (19)$$

Así escrita la ecuación para Q queda en función de las masas nucleares. Muchos textos, tablas y aplicaciones escriben Q de esta forma. El uso de masas atómicas es más apropiado para el estudio de los decaimientos radioactivos ya que en algunos tipos de decaimientos tanto la masa nuclear como la atómica son convertidas en energía. Para una discusión más profunda sobre este punto ver [Evans]. Además, como veremos, al escribir Q en función de masas

atómicas quedará claro el umbral mínimo de energía de 1,022 MeV para que se produzca el decaimiento β^+ .

Para escribir (19) en función de las masas atómicas, sumemos y restemos en esta ecuación la masa de Z electrones:

$$Q = 931,48. (m_Z - m_{Z+1} - m_e + Zm_e - Zm_e) \text{ MeV} \quad (20)$$

Notemos que $m_Z + Zm_e = M_Z$ y $m_{Z+1} + Zm_e + m_e = M_{Z+1}$. Por lo tanto:

$$Q = 931,48. (M_Z - M_{Z+1}) \text{ MeV} \quad (21)$$

En conclusión, siempre que la masa atómica del padre sea mayor que la del hijo, el proceso β es espontáneo.

En el caso de la desintegración β^+ , $m_X = m_Z$, $m_Y = m_{Z-1}$ y $m_{p.e.} = m_e$ (recordar que el positrón y el electrón tienen la misma masa). Entonces:

$$Q = 931,48. (m_Z - m_{Z-1} - m_e) \text{ MeV} \quad (22)$$

Usando el mismo procedimiento de sumar y restar la masa de Z electrones, obtenemos:

$$Q = 931,48. (M_Z - M_{Z-1} - 2m_e) \text{ MeV} \quad (23)$$

Por lo tanto, para que Q sea positivo, la masa atómica del padre debe ser mayor a la masa del hijo más dos veces la masa del electrón. Por lo tanto, no sólo es necesario que la masa del padre sea mayor a la del hijo, hay un umbral de 1,022 MeV.

Para el caso de captura electrónica:

$$Q = 931,48. (m_Z + m_e - m_{Z-1}) \text{ MeV} . \quad (24)$$

Y en función de masas atómicas:

$$Q = 931,48. (M_Z - M_{Z-1}) \text{ MeV} \quad (25)$$

Finalmente, para la desintegración α :

$$Q = 931,48. (m_Z - m_{Z-2} - m_\alpha) \text{ MeV} \quad (26)$$

siendo m_α la masa de la partícula α , el núcleo de ${}^4\text{He}$. En función de las masas atómicas:

$$Q = 931,48. (M_Z - M_{Z-2} - M({}^4_2\text{He})) \text{ MeV} \quad (27)$$

Podemos hacer un cálculo más en el caso de la desintegración α . Supongamos que el radionucleido padre está inicialmente en reposo. Asumiendo que el momento lineal y la energía se conservan (esto último si tenemos en cuenta el Q), podemos calcular las energías de la partícula α emitida y del núcleo hijo cuando ambos están muy separados entre sí. La energía del núcleo hijo Y es:

$$E_{cin}^Y = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_Y} \cdot Q \quad (28)$$

Donde m_α y m_Y son las masas de la partícula α y del núcleo hijo respectivamente. Notemos que el número másico de la partícula α es 4, mientras que el del núcleo hijo es del orden de 200, por lo cual $m_Y \gg m_\alpha$ y entonces E_{cin}^Y es despreciable, como habíamos concluido cualitativamente en la sección 3.8.

La energía cinética de la partícula α es:

$$E_{cin}^\alpha = \frac{m_Y}{m_\alpha + m_Y} \cdot Q \quad (29)$$

Radiaciones ionizantes y no ionizantes

Hemos visto que en los procesos de decaimientos nucleares se emiten partículas y radiación electromagnética, rayos X y γ . Estos fotones pertenecen a la región del espectro electromagnético de muy cortas longitudes de onda (menores a 100 nm), como mostramos en la figura 3.8. A estas radiaciones se las denomina *ionizantes*. Radiación ionizante es aquella que tienen energía suficiente para ionizar un medio material. Debemos comentar que la energía para ionizar un medio, supongamos un metal, por ejemplo, Al no es la misma que para ionizar un átomo aislado de Al, debido a que, si depositamos una cierta energía en un medio, sólo parte de la misma producirá ionizaciones. El resto generará excitaciones o se perderá en procesos como vibraciones de red. A modo de ejemplo, la energía de ionización del átomo de H es de 13,6 eV. Para producir ionizaciones en gas de H (y en general en cualquier gas) se necesitan unos 30-40 eV. Podemos relacionar la energía promedio para producir una ionización en un medio material (E_{ion}) con la longitud de onda λ mediante:

$$E_{ion} = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} = \frac{12398 \text{ eV} \cdot \text{nm}}{\lambda} \quad (30)$$

Si tomamos un umbral de 40 eV para E_{ion} , radiaciones con λ menor a 300 nm tienen capacidad de ionizar medios materiales. Se toma como límite 400 nm por el bajo poder de penetración de radiaciones con longitudes de onda menor a 400 nm. Es por esto por lo que los rayos X y γ son radiaciones ionizantes. Para comparar, los teléfonos celulares transmiten y reciben en un rango

definido de frecuencias, de 800 a 2400 MHz, lo que corresponde a una longitud de onda de aproximadamente 30,5 cm. Por lo tanto, la energía que transporta esta radiación electromagnética está muy por debajo de la necesaria para producir ionizaciones.

Referencias

- [Alonso] Alonso, M. y Finn, E. J. (1986). Física, Vol. 3, Fundamentos cuánticos y estadísticos. México D.F: Addison-Wesley Iberoamericana.
- [Cherry] Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). Physics in Nuclear Medicine, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.
- [Datación] Naeser, C. W. (1979). Fission-Track Dating and Geologic Annealing of Fission Tracks. En Jäger, E. y Hunziker, J. C. (Eds.), Lectures in Isotope Geology (pp. 154-169). New York: Springer-Verlag; Garver, J. I (2008). Fission-Track Dating. En Gornitz, V. (Ed.). Encyclopedia of paleoclimatology and ancient environments, Encyclopedia of Earth Science Series (pp. 247-249). Dordrecht: Kluwer Academic Press; Wagner, G. A. y Van den Haute, P. (1992). Fission-Track Dating. Dordrecht: Kluwer Academic Press.
- [Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- [Evans] Evans, R. D. (1972). The Atomic Nucleus. New York: McGraw-Hill.
- [Lederer] Lederer M. y Shirley, V. (1978). Table of Isotopes. Philadelphia: John Wiley and Sons.
- [Leo] Leo, W. R. (1987). Techniques for Nuclear and Particle Experiments”. New York: Springer-Verlag.
- [López Dávalos] López Dávalos, A., Asorey, H. y Graziosi, C. (2020). Física IA. De las galaxias a los quarks. Primera edición. Viedma: Universidad Nacional de Río Negro.
- [Meyerhof] Meyerhof, W. E. (1967). Elements of Nuclear Physics. New York: Mc Graw Hill.
- [Neutrino] <https://www.investigacionyciencia.es/noticias/el-experimento-katrin-consigue-acotar-la-masa-del-neutrino-17804>.
- [Oklo] Meshik, A. P. (2005). The Workings of an Ancient Nuclear Reactor, Scientific American 293, 82-6, 88, 90-1. DOI:10.1038/scientificamerican1105-82. Disponible en <https://www.scientificamerican.com/article/ancient-nuclear-reactor/>; Davis, E. D., Gould, C. R. y Sharapov, E. I. (2014). Oklo reactors and implications for nuclear science. International Journal of Modern Physics E 23, 1430007. <https://www.iaea.org/es/newscenter/news/oklo-el-unico-reactor-nuclear-natural-conocido-de-la-tierra-de-dos-mil-millones-de-anos-de-antiguedad>; https://www.iaea.org/sites/default/files/17304780204_es.pdf
- [Palos Park Forest] U.S. Department of Energy, Office of Scientific and Technical Information. Formerly utilized MED/AEC sites remedial action program. Radiological survey of site A, Palos Park Forest Preserve, Chicago. Final report. <https://www.osti.gov/biblio/6869820>; <https://doi.org/10.2172/6869820>
- [Povh] Povh B. Rith, K., Scholz, Ch., Zetsche, F. y Rodejohann, W. (2014). Particles and Nuclei. An Introduction to the Physical Concepts, Seventh Edition. Berlín: Springer-Verlag.

- [Reactores nucleares] Nuclear power reactors in the world, Reference data series No 2, ediciones 2020 y 2021, International Atomic Agency (IAEA), Vienna, 2020 y 2021, https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/RDS-2-40_web.pdf
https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/RDS-2-41_web.pdf
- [Serway] Serway, R. A. y Vuille, Ch. (2009). Física para Ciencias e Ingeniería, 7ma edición, Vol. 2. México D. F.: Cengage Learning editores.
- [Stuewer] Stuewer, R. H. (1986). Gamow's Theory of Alpha-Decay. En Ullmann-Margalit E. (eds), The Kaleidoscope of Science. Boston Studies in the Philosophy of Science 94., Dordrecht: Springer. https://doi.org/10.1007/978-94-009-5496-0_14
- [Tabla isótopos] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
- [Williams] Williams, W. S. C. (1991). Nuclear and Particle Physics. Oxford: Clarendon Press.
- [Young] Young, H. D. y Freedman, R. A. (2009). Física universitaria, 12 edición, Vol. 2. México D. F.: Pearson Educación, 2009.

CAPÍTULO 4

Decaimiento nuclear, velocidad de transformación y actividad

El decaimiento radioactivo es un proceso espontáneo originado en la inestabilidad nuclear. En el Capítulo anterior discutimos como un núcleo puede decaer a uno más estable y que partículas y radiaciones son emitidas para alcanzar dicho estado. También mencionamos que no es posible predecir el momento en que un dado radionucleido va a decaer. Matemáticamente, el decaimiento radiactivo se describe estadísticamente, en términos de probabilidades y tasas de decaimiento promedio. Esto implica que no se puede estudiar un núcleo en forma individual, debemos considerar un conjunto muy grande de núcleos radioactivos para obtener conclusiones y lo que vamos a poder determinar es que existe una cierta probabilidad de que un radionucleido decaiga en un dado período de tiempo. Dicho de otra forma, dado un material radioactivo que contiene un gran número de núcleos, todos de una misma especie, podremos predecir el número medio de núcleos que decaerán en un determinado intervalo de tiempo, aunque no cuales. Debemos remarcar que la probabilidad de que un dado núcleo decaiga en un instante particular es independiente de lo que ocurra con los otros núcleos que componen el material, del estado químico de los átomos, de la presión, de la temperatura o cualquier variable externa y que el decaimiento nuclear es un proceso que no se puede acelerar o retardar.

En este capítulo estudiaremos los aspectos matemáticos del decaimiento radioactivo. Veremos las leyes que describen la tasa de decaimiento radioactivo y definiremos la actividad de una muestra radioactiva y cómo evoluciona esta con el tiempo. Inicialmente analizaremos el caso de una única especie radioactiva y luego extenderemos los resultados al caso de un sistema material formado por radionucleidos de diferentes especies. Daremos también algunas aplicaciones de estos conceptos en aplicaciones medioambientales y Medicina Nuclear.

La ley de decaimiento radioactivo

La ley de decaimiento radioactivo fue establecida experimentalmente en los primeros años del siglo XX por Rutherford y Soddy y establece que el número de núcleos de una especie radioactiva decae exponencialmente con el tiempo. En términos de la Mecánica Cuántica, esta ley puede derivarse a partir del hecho que el proceso de decaimiento nuclear está gobernado por una probabilidad de transición por unidad de tiempo característica de cada especie nuclear.

Supongamos una muestra formada por una especie nuclear a la que llamaremos A, el núcleo padre. Esta especie decae a una especie B (el núcleo hijo) al que, por simplicidad,

consideraremos estable (esta hipótesis, si nos centramos en estudiar sólo el decaimiento de A no es necesaria, pero la emplearemos para mayor claridad). La probabilidad por unidad de tiempo que un núcleo A decaiga a B viene dada por λ_A , la *constante de desintegración del nucleido A* (aclaramos explícitamente con el subíndice cual es la especie que decae) y que la muestra contiene $N_A(t')$ núcleos inestables en un cierto instante t' . Al proceso de decaimiento lo denotaremos de la siguiente forma:



Experimentalmente, se determinó que el número de núcleos de la especie A que se transforman en un intervalo de tiempo dt' es proporcional al número de núcleos padres presentes en la muestra:

$$-dN_A(t') = \lambda_A \cdot N_A(t') \quad (2)$$

El signo menos en esta ecuación indica que el número de átomos de A disminuye con el tiempo y hemos asumido que el número de núcleos A es tan grande que se lo puede considerar continuo. La ecuación (2) es la forma diferencial de la ley de decaimiento radiactivo. Separando variables y asumiendo que el instante inicial corresponde a $t=0$, al cabo de un tiempo t tendremos:

$$-\int_{N_A^0}^{N_A} \frac{dN_A(t')}{N_A(t')} = \int_0^t \lambda_A \cdot dt' \quad (3)$$

donde N_A^0 es el número de nucleidos A en el tiempo inicial, $t=0$. Si integramos esta ecuación obtenemos:

$$N_A(t) = N_A^0 \cdot e^{-\lambda_A t}. \quad (4)$$

Notemos que el proceso de decaimiento está gobernado por λ_A , que es característica de cada núcleo. Dependiendo del valor de la constante de desintegración, mayor o menor será el tiempo Δt que debe transcurrir para que el número de radionucleidos iniciales N_A^0 decaiga a un cierto valor. Para entender mejor el rol de λ_A , por análisis dimensional, deducimos de (4) que las unidades de λ_A tienen que ser inversa de tiempo, por ejemplo, s^{-1} . Por lo tanto, λ_A es la velocidad característica a la cual se transforman los núcleos de la especie A. $1/\lambda_A$ debe tener entonces unidades de tiempo. Definimos:

$$\tau_A = \frac{1}{\lambda_A}. \quad (5)$$

A τ_A se la denomina *vida media* o *período de desintegración*. Lo que se suele reportar en las tablas es la llamada *semivida* o *período de semidesintegración*, $t_{1/2}$, que es el tiempo requerido

para que el número de núcleos N de una especie radioactiva A se reduzca a la mitad. Es muy simple relacionar $t_{1/2}^A$ con τ_A o λ_A . Para $t = t_{1/2}^A$, $N_A(t_{1/2}^A)/N_A^0 = 1/2$. De (4):

$$\frac{N_A(t_{1/2}^A)}{N_A^0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda_A \cdot t_{1/2}^A} \quad (6)$$

de donde:

$$t_{1/2}^A = \lambda_A^{-1} \ln 2 = \frac{0,639}{\lambda_A} = \tau_A \cdot 0,639 \quad (7)$$

La evolución de $N_A(t)$ con el tiempo en unidades de semividas (lo que se denomina *curva universal de decaimiento*) tiene la forma presentada en la figura 4.1.

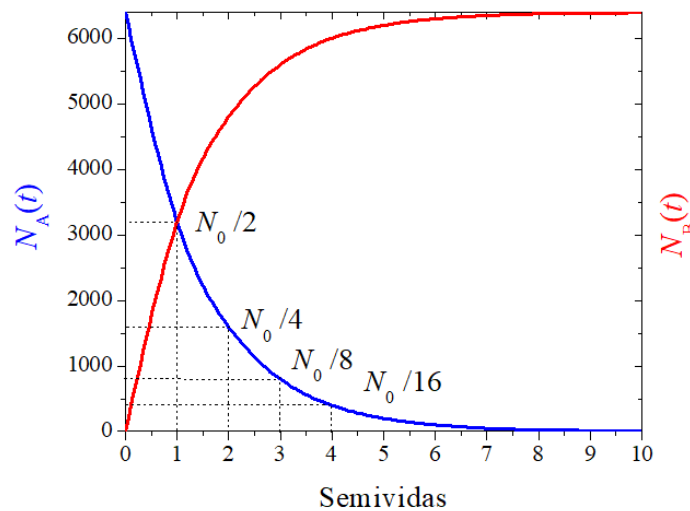


Figura 4.1. Decaimiento radioactivo de un conjunto de núcleos inestables de una misma especie A (en azul). En rojo se grafica el número de átomos hijos formados a partir del decaimiento de A . Hemos supuesto que la especie hija B es estable. Notar que la gráfica es en función del número de semividas (período de semidesintegración), la denominada *curva universal de decaimiento*.

Los períodos de semidesintegración varían desde fracciones de segundo hasta miles de millones de años. Algunos ejemplos se muestran en la tabla 4.1. Recientemente se ha observado la desintegración del ^{124}Xe , lo que se ha denominado “el evento más extraño del universo” [^{124}Xe]. El $t_{1/2}$ del ^{124}Xe se determinó en 18.000.000.000.000.000.000 años (comparar con la edad del Universo, de “sólo” 14.000.000.000 años). Si en lugar de trabajar con la curva universal de decaimiento queremos estudiar la desintegración de un radionucleido particular, por ejemplo, el ^{99}Mo , debemos reemplazar una semivida por 66 h, dos semividas por 132 hs y sucesivamente. Si estudiamos el ^{238}U , cada semivida representa $4,5 \times 10^9$ años. Las curvas sólo cambian la escala en el eje horizontal, el temporal.

En el decaimiento descrito, los núcleos A (padres) se transforman en B (hijos), a los cuales supusimos estables. Por lo tanto, mientras N_A disminuye con t , el número de átomos de B , N_B , se incrementa con t . Se debe cumplir que $N_A(t) + N_B(t) = \text{constante}$. Si suponemos que a $t=0$ sólo

tenemos radionucleidos de la especie A, podemos escribir $N_A(t)+N_B(t) = N^0_A$, de donde podemos obtener $N_B(t)$ (ver figura 4.1).

Nucleido	Semivida, $t_{1/2}$
^{12}N	11 ms
^{15}C	2,4 s
^{99}Mo	66 h
^{131}I	8,02 d
^{226}Ra	1.620 años
^{14}C	5.730 años
^{2358}U	704.000.000 años
^{40}K	$1,248 \times 10^9$ años
^{238}U	4.500.000.000 años

Tabla 4.1: Período de semidesintegración de algunos radionucleidos.

Fluctuación estadística en el decaimiento radioactivo

Debido a la naturaleza estadística del proceso de decaimiento radiactivo, la ecuación (4) es válida sólo como un estimativo del promedio del número de decaimientos por unidad de tiempo de una dada muestra radioactiva. Si tomáramos idénticas muestras, con exactamente el mismo número de átomos iniciales N^0_A y las medimos durante un tiempo Δt lo que observaríamos es una fluctuación alrededor del valor $N_A(\Delta t)$ predicho por (4) luego de dicho tiempo. Lo mismo ocurre si midiéramos el número de decaimientos en Δt .

Consideremos entonces el número de decaimientos que experimenta una muestra en un período de tiempo Δt , al cual consideraremos mucho menor que el período de semidesintegración del radionucleido. De esta forma, podemos pensar que el número de decaimientos en Δt es despreciable frente a N^0_A , de forma tal que el número de radionucleidos A en la muestra es constante. Si realizamos mediciones sucesivas, como en el caso anterior de varias muestras idénticas, observaremos una fluctuación en el número de decaimientos de medida a medida. De la ley de decaimiento radiactivo se puede demostrar [Segré] que la probabilidad de observar n decaimientos en un período Δt viene dada por la estadística de Poisson [Leo, Cherry]:

$$P(n, \Delta t) = \frac{m^n}{n!} \cdot e^{-m} \quad (8)$$

donde m es el número promedio de decaimientos en Δt . La desviación estándar de la distribución es entonces [Leo, Cherry]:

$$\sigma = \sqrt{m} \quad (9)$$

De esta forma, si medimos una fuente radioactiva durante 5 s y observamos 900 decaimientos en dicho tiempo, $m=900$, $\sigma=30$ y el número de desintegraciones por segundo será $(900\pm 30)/5$ desintegraciones/segundo, 180 ± 6 desintegraciones/segundo.

Actividad

En la sección 4.1 discutimos el número de decaimientos que experimenta una muestra radioactiva en un cierto período de tiempo y finalizamos la sección 4.2 con un ejemplo en el cual determinamos la fluctuación estadística en el número de desintegraciones por unidad de tiempo medidas en una cierta muestra radioactiva. El número de desintegraciones por unidad de tiempo, que es igual a $\Delta N/\Delta t$ se denomina *actividad* y es una medida de la velocidad de decaimiento de un conjunto de núcleos, indicando que “tan radioactiva” es una muestra. La definición formal de actividad es:

$$A(t) = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = \lambda_A N_A^0 e^{-\lambda_A t} = \lambda_A N_A(t). \quad (10)$$

Por lo tanto, la actividad de una muestra para un dado tiempo t es directamente proporcional al número de núcleos en la muestra. Notar que tanto $N(t)$ como $A(t)$ decaen exponencialmente según $-\lambda_A t$. El valor absoluto en (10) se emplea para indicar que $A(t)$ es una magnitud estrictamente positiva.

$A(t)$ tiene dimensiones de desintegraciones por unidad de tiempo. En el sistema internacional, la unidad es desintegraciones/s, unidad denominada *Becquerel* (Bq). 1 Bq equivale a 1 desintegración/s. La unidad utilizada antiguamente era el *Curie* (Ci), que aún hoy se emplea. 1 Ci equivale al total de desintegraciones que se producen en un gramo de ^{226}Ra puro por segundo. Podemos preguntarnos como se relacionan los Bq y los Ci. Para esto usemos la ecuación (10), $A(t)=\lambda \cdot N(t)$. Debemos calcular entonces cuantos átomos de ^{226}Ra hay en 1 g y conocer λ para determinar A . La masa nuclear del ^{226}Ra es $m(^{226}\text{Ra})=226,0254082(21)$ u (en paréntesis, el error en la determinación de la masa nuclear del ^{226}Ra). De la tabla de radionucleidos se puede extraer el valor de $t_{1/2}(^{226}\text{Ra})$, que es 1620 años, $51,08832 \times 10^9$ s. Entonces,

$$A = \lambda_A N = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \cdot \frac{N_{Av}}{m} = 3,70 \times 10^{10} \text{ des./s} \quad (11)$$

Siendo N_{Av} el número de Avogadro. Por lo tanto, la relación entre Bq y Ci es:

$$1 \text{ Ci} = 3,70 \times 10^{10} \text{ Bq} \quad (12)$$

La determinación de la actividad de 1 gr de ^{226}Ra se ha refinado con el tiempo. El valor actual para la actividad de 1 g de ^{226}Ra es $3,656 \times 10^{10}$ Bq [Tabla nucleidos]. Más allá de esto, el factor de conversión se ha fijado en el valor que reportamos en la ecuación (12).

Para darnos una idea de las actividades usuales en algunas aplicaciones, las actividades típicas empleadas en Medicina Nuclear van desde los Bq a los GBq (decenas de μCi a decenas de mCi), incluso decenas de GBq (Ci) en ciertos suministros. Fuentes de irradiación externa (e.g., terapia con ^{60}Co) implica muestras con actividades del orden de los TBq. En el otro extremo, equipos con alta sensibilidad detectan actividades del orden del Bq (nCi). En el caso de aplicaciones medioambientales, el ^{40}K presenta una actividad de unas decenas de Bq por kg de suelo, como veremos más adelante.

El factor de decaimiento

Hasta aquí encontramos las expresiones para el número de átomos de una única especie radioactiva y su actividad en función del tiempo. Ambas magnitudes decaen en forma exponencial con t según:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (13)$$

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (14)$$

donde hemos excluido el índice que indica la especie para simplificar la notación. En ambas expresiones aparece el término exponencial $e^{-\lambda t}$. A este término se lo denomina *factor de decaimiento*. Como ya dijimos este factor es el que “gobierna” la disminución del número de átomos y de la actividad con el tiempo. En la figura 4.2 presentamos el factor de decaimiento para el caso $t_{1/2} = 1.386$ s en escala tanto lineal como logarítmica.

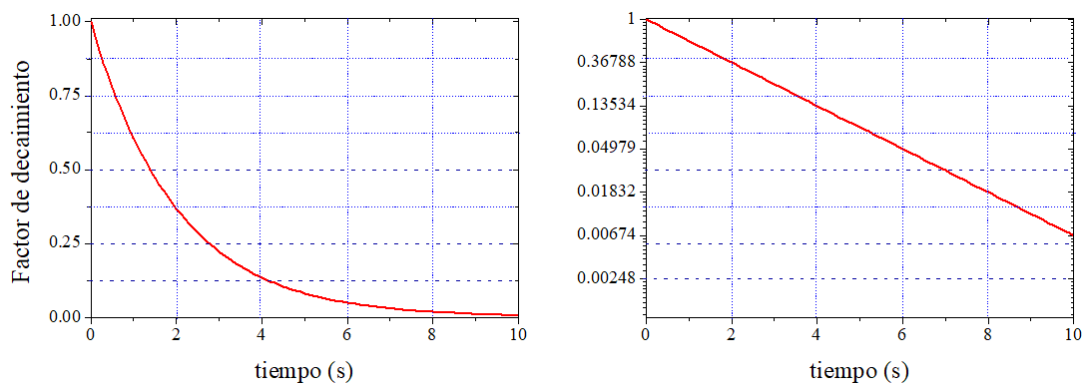


Figura 4.2. Factor de decaimiento en función del tiempo graficado en escala lineal (izquierda) y semilogarítmica (derecha) para un radionucleido caracterizado por $\lambda=0,5 \text{ s}^{-1}$ ($t_{1/2} = 1,386$ s).

El factor de decaimiento juega un rol muy importante en diferentes aplicaciones. Por ejemplo, una muestra o fuente radioactiva puede ser fabricada en un lugar y recibida un tiempo t posterior en otro laboratorio. Sabiendo el tiempo que demora en recibirse la fuente desde el punto donde se elaboró, se puede usar el factor de decaimiento para estimar cual debe ser la actividad al momento de su fabricación para que al comenzar a usarla tenga la actividad requerida.

Otra aplicación muy importante es la corrección de imágenes médicas por decaimiento de la fuente. En algunas aplicaciones médicas (y no médicas) se adquieren imágenes (o datos en general) durante períodos que no son cortos en comparación con el período de semidesintegración del radionucleido. Un ejemplo de esto es el estudio del metabolismo de glucosa (desoxiglucosa) marcada con ^{18}F (109,77 m de período de semidesintegración). En estos métodos de imágenes se incorpora en la glucosa el marcador radioactivo ^{18}F . La glucosa es ingerida por el paciente y se espera que se metabolice. Los tumores malignos, por su alta actividad mitótica, requieren más energía que un tejido sano, por lo cual son ávidos consumidores de glucosa. A partir de la detección de la radiación emitida por el ^{18}F es posible generar imágenes de distribución de glucosa en el cuerpo y determinar si hay un punto de mayor concentración, lo que indicaría la presencia de un tumor. En este tipo de estudios se toma una seriada de imágenes (varias imágenes por unidad de tiempo) y se hacen varias de estas seriadas en función del tiempo, por lo cual se debe tener en cuenta el decaimiento del marcador radiactivo.

El concepto de la corrección se muestra en la figura 4.3. Supongamos que conocemos la actividad del radiomarcador en el tiempo $t=0$. Luego de preparar la glucosa y el tiempo de metabolización, la medida comienza en el tiempo t y el tiempo que requiere la medida es Δt . Si no hubiera decaimiento apreciable, el número de cuentas registradas en la ventana de medida sería el área S del rectángulo de color azul de área Δt . (ver figura 4.3). Pero como la actividad decae con el tiempo, el número de emisiones del ^{18}F registradas en el tiempo Δt viene dado por el área sombreada S_d en la figura 4.3. Entonces, el factor de decaimiento efectivo surge de determinar el área S_d bajo la curva exponencial y a la superficie del rectángulo restarle S_d . El resultado es el factor de corrección, es decir, las cuentas perdidas por el decaimiento del radiomarcador durante el tiempo de medida Δt . De esta forma, para un radionucleido de período de semidesintegración $t_{1/2}$ el factor de decaimiento efectivo $F.D_{ef}$ es:

$$F.D_{ef}(t, \Delta t) = \frac{S_d}{S} = e^{-(\ln 2 \cdot t / t_{1/2})} \cdot [(1 - e^{-x}) / x] \quad (15)$$

$$\text{Con } x = \frac{\ln 2 \cdot \Delta t}{t_{1/2}}$$

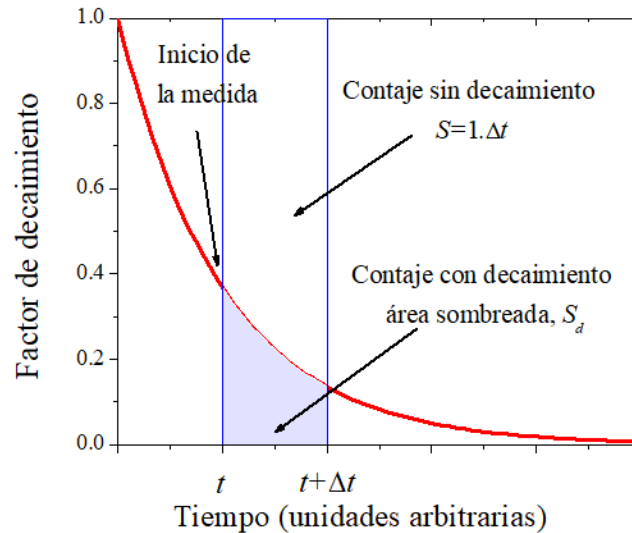


Figura 4.3. Conceptos básicos del cálculo de la corrección por decaimiento en la adquisición de datos o imágenes mediante fuentes radioactivas para las cuales su período de semidesintegración no es despreciable frente al tiempo de medida Δt .

Para corregir el número de cuentas debido al decaimiento en el tiempo $t+\Delta t$ debemos multiplicar por la inversa de $F.D.ef$. Es importante que tengamos en cuenta que $t=0$ no es el tiempo en que comenzó la medida, es el tiempo en el que se conocía la actividad del radiomarcador. En la ecuación (15) el término $e^{-(\ln 2 \cdot t / t_{1/2})}$ es el factor de decaimiento al tiempo que comenzó la medida y x depende sólo de Δt , la duración de la medida. Este término da cuenta del decaimiento que ocurre durante la adquisición de las imágenes o datos. Por lo tanto, para corregir por decaimiento es necesario conocer las características de la fuente (actividad a $t=0$, $t_{1/2}$ del radionucleido) y las características del proceso de medida (la duración del mismo).

Un segundo ejemplo de aplicación del factor de decaimiento es la datación con ^{14}C . El ^{14}C se produce en la alta atmósfera por interacción de los rayos cósmicos con el ^{14}N . La interacción de este radionucleido con estos rayos de alta energía da lugar a la formación del ^{14}C , radionucleido que decae por un proceso β con un período de semidesintegración de 5.730 años (ver tabla 4.1). En la atmósfera el ^{14}C se está creando y decayendo constantemente, llegándose a un equilibrio dinámico en el cual la relación $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ es $1,3 \times 10^{-12}$ (el ^{12}C es uno de los isótopos estables del C, con una abundancia isotópica de 96,93%). El ^{14}C se combina con el O formando CO_2 , el cual es asimilado por los organismos vivos al respirar. Por lo tanto, mientras el organismo intercambia gases con la atmósfera (está vivo), en su cuerpo la relación $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ es la misma que la atmosférica. Cuando el organismo muere (lo que denominaremos $t=0$), ya no se incorpora ^{14}C , por lo cual la relación $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ disminuye por la desintegración del ^{14}C . De esta forma, si se toma una muestra orgánica se puede determinar la actividad de ^{14}C por unidad de masa en la misma. Si aplicamos el factor de decaimiento conociendo la actividad actual de la muestra y considerando que la actividad a $t=0$, $A_0^{14}\text{C}$, es la correspondiente a la actividad que surge de la relación $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ atmosférica, podemos calcular t , el tiempo transcurrido desde que murió el organismo.

La datación con ^{14}C es una técnica efectiva para datar material orgánico de unos 1.000 a 35.000 años de antigüedad. Un punto importante a tener en cuenta es que la relación $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ y la concentración de C en la atmósfera ha variado a lo largo de los siglos, lo cual puede introducir un error en la datación si usamos la relación actual. Este error puede ser reducido ya que se conoce, con mayor o menor precisión, las variaciones en la relación $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ y en la concentración de C en los últimos 11.800 años a partir de diferentes tipos de estudios, como por ejemplo el análisis de gases atmosféricos atrapados en hielo profundo en los polos o la dendrocronología (es la ciencia que emplea los anillos de crecimiento de especies leñosas datados en su año exacto de formación para reconstruir eventos y/o procesos ambientales del pasado).

Actividad específica

Para poder comparar la actividad que presentan diferentes muestras, lo más usual es normalizar la actividad a la masa de la muestra. La *actividad específica*, $A.E.$, se define entonces:

$$A.E. = \frac{A}{m} \quad (16)$$

Las unidades de la actividad específica en el sistema internacional son Bq/kg. Supongamos un radionucleido ^AX . Si aproximamos su peso atómico en u por A , lo cual es una muy buena aproximación en este caso, la actividad específica en Bq/g es:

$$A.E. (\text{Bq/g}) = \frac{\ln(2) \cdot 6,023 \times 10^{23}}{A \cdot t_{1/2}} = \frac{4,8 \times 10^{18}}{A \cdot t_{1/2}} \quad (17)$$

con $t_{1/2}$ expresado en días. Cuidado con confundir aquí A es el número másico, no la actividad ($A(t)$). A modo de ejemplo, las actividades específicas del ^{131}I ($A=131$, $t_{1/2}=8,0252$ d) y del $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ($A=99$, $t_{1/2}=0,25$ d) son $4,6 \times 10^{15}$ y $2,5 \times 10^{17}$ Bq/g, respectivamente. Como podemos ver, la $A.E.$ de cada uno de estos radionucleidos de amplio uso en Medicina Nuclear son muy altas. Valores de este orden se obtienen para radionucleidos con períodos de semidesintegración de días o unas pocas semanas. Muchos de los radionucleidos empleados en Medicina Nuclear se encuentran en este rango de períodos de semidesintegración. Esto es muy importante ya que dosis de actividad moderada implican baja masa del radiofármaco, lo cual provoca menos reacciones adversas al radiofármaco. Así, una dosis de 0.4 MBq (unos 10 μCi) de ^{131}I implica una masa de 10^{-10} g de I.

Decaimiento de un radionucleido con diferentes procesos de decaimiento

Hemos visto en el capítulo anterior que muchos radionucleidos pueden decaer por diferentes procesos. Un ejemplo de estos radionucleidos es el ^{18}F , que puede decaer por un Proceso β^+ (probabilidad: 97%) o captura electrónica (probabilidad 3%). Otros ejemplos son el ^{64}Cu y el ^{40}K . Cada uno de estos modos de decaimiento tiene asociada una constante de decaimiento parcial λ_i . La constante de decaimiento total del nucleído es la suma de las constantes de decaimiento parciales:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots = \sum_i \lambda_i. \quad (18)$$

La sumatoria se extiende sobre todos los posibles modos de decaimiento del nucleído en cuestión. Al cociente λ_i/λ se lo conoce como *factor de ramificación (branching mode)* del modo i de decaimiento. El período de semidesintegración del nucleído en estos casos es:

$$\frac{1}{t_{1/2}} = \frac{1}{t_{1/2}^1} + \frac{1}{t_{1/2}^2} + \frac{1}{t_{1/2}^3} + \dots = \sum_i \frac{1}{t_{1/2}^i} \quad (19)$$

La actividad parcial, $\lambda_i N(t)$, asociada con el i -ésimo modo de decaimiento es:

$$\lambda_i \cdot N(t) = \lambda_i \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (20)$$

Y la actividad de la muestra está dada por:

$$\lambda \cdot N(t) = \sum_i \lambda_i N(t) \quad (21)$$

Notemos que la actividad de cada modo de decaimiento decae con una velocidad que está determinada por la constante de decaimiento total. Esto se debe a que el número de núcleos al tiempo t es el mismo para para cada modo de desintegración [Leo, Evans, Desimoni].

Decaimiento en muestras formadas por radionucleidos no correlacionados

Hasta el momento hemos estudiado el decaimiento de una fuente que contiene una única especie radioactiva. Cuando una fuente está formada por una mezcla de n especies no correlacionadas (no hay relación padre/hijo), la actividad total es la suma de las actividades de cada especie individual:

$$A^{fuente}(t) = A_0^1 e^{-\lambda_1 t} + A_0^2 e^{-\lambda_2 t} + A_0^3 e^{-\lambda_3 t} + \dots = \sum_{i=1}^n A_0^i e^{-\lambda_i t} \quad (22)$$

En la figura 4.4 mostramos la actividad total de una fuente que contiene dos radionucleidos no correlacionados de periodos de semidesintegración $t_{1/2}^1$ y $t_{1/2}^2$. Una característica de esta curva es que a tiempos suficientemente largos la curva queda determinada por el radionucleido de mayor período de semidesintegración. Esto ocurre si $t_{1/2}^2 \gg t_{1/2}^1$ de forma tal que el número de núcleos (o la actividad) de la especie 1 sea despreciable frente a los de la especie 2 y éstos aún sean observables. Trabajando en un gráfico semilogarítmico, se puede determinar la pendiente asociada al decaimiento de la especie 2, extrapolarla a $t=0$ y esta curva ser sustraída a la actividad total para obtener la información relativa a la especie 1. De esta forma, podemos obtener, a partir de una curva general, que radionucleidos componen la fuente, sus períodos de semidesintegración y la actividad inicial de cada especie radioactiva presente. Este procedimiento es particularmente útil para detectar y cuantificar contaminantes radioactivos en muestras, fuentes radiológicas o matrices ambientales. En la figura 4.4 ejemplificamos lo discutido para el caso de una muestra formada por una especie 1 de 6 h de semivida y actividad inicial 0,8 MBq y una especie 2 con semivida de 60 h y 0,2 MBq de actividad inicial. Al cabo de unas 40 horas la actividad de la especie 1 es despreciable, mientras que la actividad de la especie 2 domina la curva de actividad total.

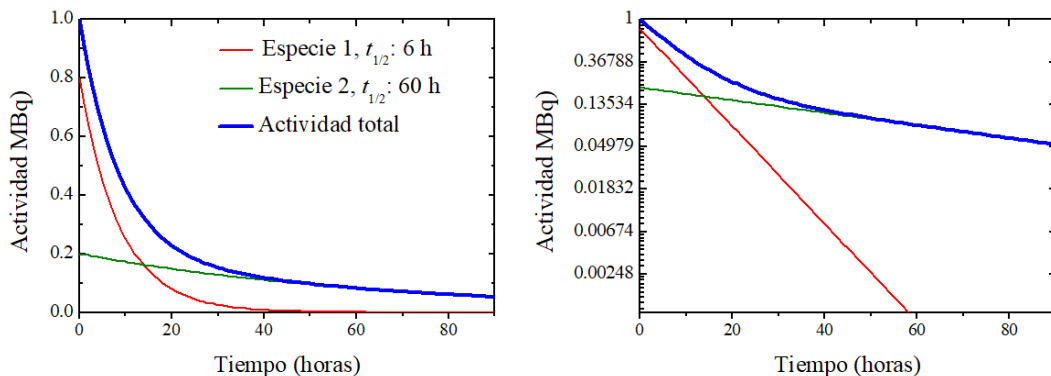


Figura 4.4. Actividad en función del tiempo para el caso de una muestra formada por dos especies de radionucleidos no correlacionados. La especie 1 tiene un período de semidesintegración de 6 h y una actividad inicial de 0,8 MBq y la especie 2 60 h y 0,2 MBq.

Decaimiento en muestras formadas por radionucleidos correlacionados

Una situación diferente, y algo más complicada, se da en el caso de muestras en las cuales tenemos especies radioactivas relacionadas vía padre \rightarrow hijo \rightarrow nieto. Notemos que el hijo se forma a partir de la desintegración del padre, pero a la vez decae al nieto (que supondremos estable). Por lo tanto, en este caso debemos escribir ecuaciones para cada una de las tres especies. Antes de comenzar, definiremos la notación que usaremos. Tenemos el caso del

radionucleido padre que decae al hijo, que también es inestable. Esto lo ilustramos en la figura 4.5. Supondremos además que inicialmente sólo tenemos la especie padre, A. En otras palabras, el número de núcleos en la muestra a $t=0$ es N_0^A . Por supuesto, para tiempos posteriores, $N_A(t)+N_B(t)+N_C(t) = N_0^A$.

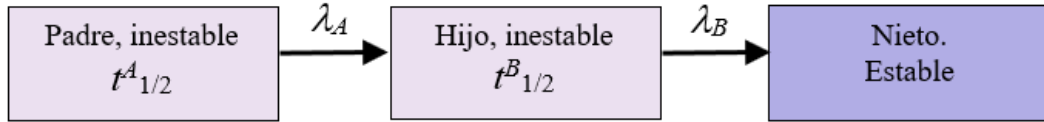


Figura 4.5. Representación esquemática de una serie de decaimientos A (padre) \rightarrow B (hijo) \rightarrow C (nieta).

Empecemos a escribir las ecuaciones que describen al sistema. Para el caso del padre, la ecuación ya fue desarrollada, es la ecuación (3), que podemos reescribir en la forma:

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = -\lambda_A N_A(t), \quad (23)$$

ecuación cuya solución es:

$$N_A(t) = N_A^0 \cdot e^{-\lambda_A t}. \quad (24)$$

Esta parte no cambia con respecto al caso más simple que discutimos inicialmente, A decae a B, y lo que ocurre con B, que decaiga o no, no afecta el proceso de decaimiento del padre A. Sigamos con B. Notemos que en este caso, B se está formando a partir de A y a la vez decayendo a C. Por lo tanto, la ecuación para B debe contener dos términos: uno que dé cuenta de la creación de B a partir de A y otro de su decaimiento a C. Esta ecuación es:

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = \lambda_A N_A(t) - \lambda_B N_B(t). \quad (25)$$

El primer término del lado derecho de esta ecuación es positivo y corresponde a la generación de B a partir de A. El segundo es negativo y corresponde al decaimiento de B a C. La forma de resolver esta ecuación es conceptualmente sencilla. $N_A(t)$ viene dada por la ecuación (24). Así que debemos reemplazar (24) en (25):

$$\frac{dN_B(t)}{dt} = \lambda_A N_A^0 \cdot e^{-\lambda_A t} - \lambda_B N_B(t) \quad (26)$$

y luego integrar. Obtenemos:

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A^0 (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (27)$$

La diferencia $\lambda_A - \lambda_B$ debe tomarse en valor absoluto ($N_B(t)$ no puede ser negativo).

Finalmente, C se genera a partir del decaimiento de B y es estable. Por lo tanto, el número de átomos de C en función del tiempo viene dado por:

$$\frac{dN_C(t)}{dt} = \lambda_B N_B(t). \quad (28)$$

Nuevamente, $N_B(t)$ está dado por la ecuación (27). Reemplazando en (28) e integrando obtenemos:

$$N_C(t) = N_A^0 \left[1 + \frac{1}{\lambda_B - \lambda_A} (\lambda_A e^{-\lambda_B t} - \lambda_B e^{-\lambda_A t}) \right]. \quad (29)$$

En la figura 4.6 mostramos el número de nucleídos A, B y C ($N_i(t)$) en función del tiempo.

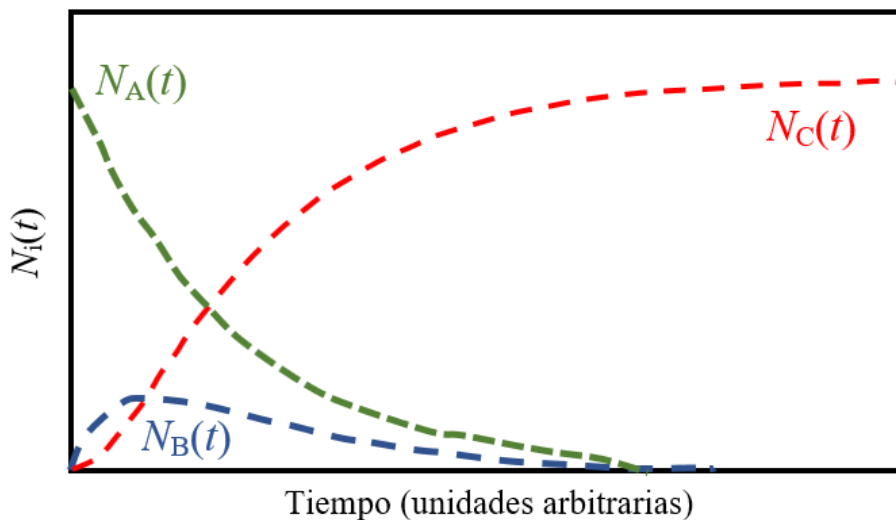


Figura 4.6. Número de nucleídos en función del tiempo para una serie de desintegraciones radioactivas $A \rightarrow B \rightarrow C$.

De la ecuación (26) y la figura 4.6 podemos ver que en $t=0$ y t lo suficientemente grande $N_B(t)$ es cero, por lo que debe existir un máximo en un cierto tiempo t_{max} . Este tiempo lo podemos determinar derivando (24) e igualando dicha derivada a cero. Obtenemos:

$$t_{max} = \frac{1}{\lambda_B - \lambda_A} \cdot \ln \left(\frac{\lambda_B}{\lambda_A} \right). \quad (30)$$

Si inicialmente tenemos un cierto número de núcleos B, la ecuaciones (25), (26) y (27) deben incluir a estos núcleos. En esta situación, $N_B(t)$ toma la forma:

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A^0 (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) + N_B^0 \cdot e^{-\lambda_B t} \quad (31)$$

Donde N_B^0 es el número de núcleos B a $t=0$. Esta es la ecuación más general posible para la evolución del número de núcleos B con el tiempo.

Podemos pasar de $N_B(t)$ a la actividad de B mediante $A(t)=\lambda N(t)$. Si usamos además que $\lambda=\ln 2/t_{1/2}$ obtenemos:

$$A_B(t) = \frac{t_{1/2}^A}{t_{1/2}^B - t_{1/2}^A} A_A^0 \left(e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^A} - e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^B} \right) + A_B^0 \cdot e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^B}. \quad (32)$$

Para cualquier instante la actividad total del sistema es:

$$A^{total}(t) = A_A(t) + A_B(t) \quad (33)$$

Supongamos que a $t=0$ tenemos únicamente núcleos de la especie A. En la medida que transcurre el tiempo se forman núcleos de B. En un cierto instante, que llamamos tiempo de extracción, t_{extr} , retiramos los núcleos de la especie B que se han formado. A partir de este momento, los núcleos de B que separamos comenzarán a decaer en forma exponencial según su período de semidesintegración, ya que no hay formación de B a partir del padre A. Presentamos un ejemplo de esta situación en la figura 4.7. En la práctica, se debe conocer (en función de las propiedades de los nucleidos padre e hijo) en que momento hacer la extracción y poder estimar la actividad de B que se va a tener al momento de ser empleado.

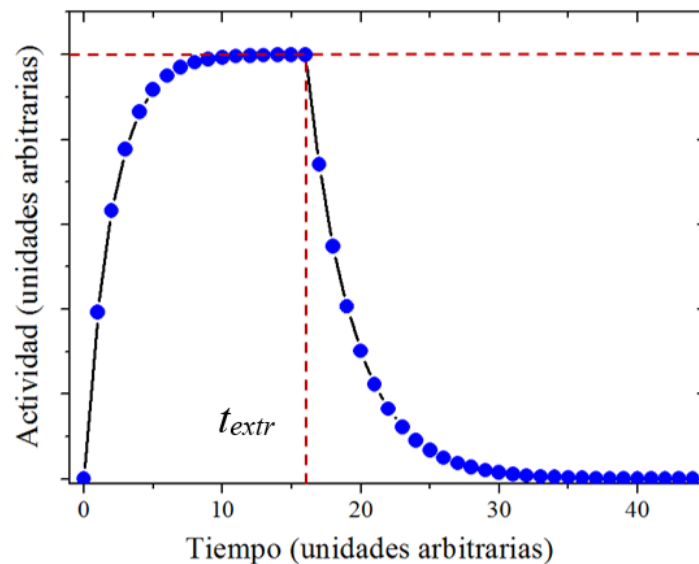
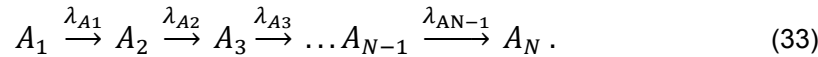


Figura 4.7. Evolución de la actividad de una especie radioactiva B que se obtiene en el decaimiento sucesivo $A \rightarrow B \rightarrow C$. t_{extr} indica el momento en que B es extraído y separado. A partir de ese momento la actividad de B decae exponencialmente ya que no hay formación a partir de A.

Decaimiento de radionucleidos correlacionados. El caso general

En la sección anterior nos limitamos a estudiar decaimientos sucesivos limitados a tres etapas, $A \rightarrow B \rightarrow C$, donde C es estable. Por supuesto, C podría ser inestable y que la serie de decaimientos continúe. En el caso más general, tendríamos que estudiar un decaimiento del tipo:



El proceso es muy similar a lo ya hecho. La primera especie sólo decae, para las especies 2 a la $N-1$ tenemos que considerar un término de formación a partir de la especie anterior y uno de decaimiento a la siguiente, y para la última especie de la serie, la N , sólo un término de formación. Formalmente, para cada componente tendremos:

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1}N_{i-1}(t) - \lambda_i N_i(t) \quad i = 1, 2, 3, \dots, N. \quad (33)$$

Resolviendo sucesivamente, la soluciones para cada componente de la serie de decaimientos viene dada por:

$$\lambda_i N_i(t) = N_1^0 \cdot \sum_{m=1}^i C_m \cdot e^{-\lambda_m t} \quad (34)$$

con:

$$C_m = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_i}{(\lambda_1 - \lambda_m) \cdot (\lambda_2 - \lambda_m) \cdot \dots \cdot (\lambda_i - \lambda_m)} \quad (35)$$

A este conjunto de ecuaciones para una serie de decaimientos sucesivos se lo denomina ecuaciones de Bateman. Para más detalles sobre las mismas recomendamos ver [Evans].

Equilibrios

En la sección 4.8 encontramos el tiempo t_{max} para el cual la actividad de la especie B es máxima (ecuación 30). Para $t = t_{max}$ se cumple además que:

$$\lambda_B N_B(t_{max}) = \lambda_A N_A(t_{max}). \quad (36)$$

Esta situación se conoce como *equilibrio ideal*. Para cualquier otro tiempo la relación de actividades entre A y B es:

$$\frac{A_B(t)}{A_A(t)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} [1 - e^{-(\lambda_B - \lambda_A)t}]. \quad (37)$$

Como podemos ver, la relación de actividades depende de λ_A y λ_B . En función de estos valores se pueden distinguir tres situaciones:

1. Si $\lambda_A > \lambda_B$, el cociente de actividades de la ecuación (35) se incrementa con t .
2. Si $\lambda_B > \lambda_A$ el cociente de actividades de la ecuación (35) se vuelve constante y mayor a 1 para tiempos lo suficientemente largos.
3. Si $\lambda_B \gg \lambda_A$ (al menos 100 veces mayor) el cociente de actividades de la ecuación (35) tiende rápidamente a 1.

Estas tres situaciones se presentan en la figura 4.8.

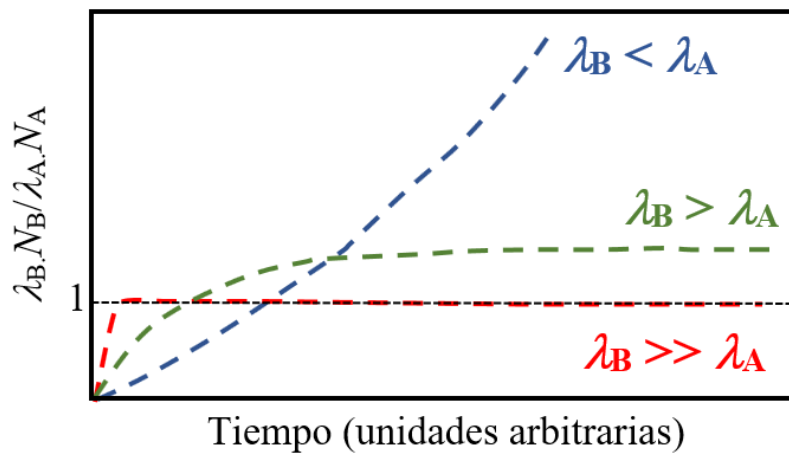


Figura 4.8. Cociente de la actividad de la especie B (hijo)/actividad especie A (padre) en función del tiempo.

Vamos a estudiar los tres casos, especialmente los dos en que se alcanza un equilibrio entre las actividades de B y de A. Para esto tomaremos la ecuación (31) y, por simplicidad, supondremos que a $t=0$, sólo está presente la especie radioactiva A y volveremos a la serie de desintegraciones sucesivas $A \rightarrow B \rightarrow C$, con C estable. Entonces, la ecuación a estudiar será:

$$A_B(t) = \frac{t_{1/2}^A}{t_{1/2}^B - t_{1/2}^A} A_A^0 \left(e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^A} - e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^B} \right) \quad (38)$$

Empecemos por el caso más simple para tratar, $\lambda_B \gg \lambda_A$, que corresponde a $t_{1/2}^A \gg t_{1/2}^B$. La condición mucho mayor implica $t_{1/2}^A > 100 \cdot t_{1/2}^B$. En estas condiciones el equilibrio que se obtiene se denomina *secular*. Ejemplo de esta serie de desintegraciones es ^{226}Ra ($t_{1/2}^A=1620$ a) \rightarrow ^{222}Rn ($t_{1/2}^B=4,8$ d) \rightarrow ^{218}Pb . Notemos que si podemos despreciar $t_{1/2}^B$ frente a $t_{1/2}^A$, $\frac{t_{1/2}^A}{t_{1/2}^B - t_{1/2}^A} \rightarrow 1$.

Entonces:

$$A_B(t) = A_A^0 \left(1 - e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^B} \right). \quad (39)$$

Además, para tiempos suficientemente largos (t mayor a $4t_{1/2}^B$), $e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^B}$ tiende a cero. Por lo tanto:

$$A_B(t) \cong A_A^0. \quad (40)$$

Es decir, transcurridos cuatro o cinco períodos de semidesintegración de B, la actividad de B se hace igual a la de A (ver figura 4.9). Este equilibrio es muy importante en muchas aplicaciones, por ejemplo, en la determinación de la actividad de radionucleidos en matrices ambientales y lo aplicaremos más adelante. Determinando la actividad de B, podemos determinar la actividad del padre y de toda la cadena (siempre que hayamos alcanzado el equilibrio secular).

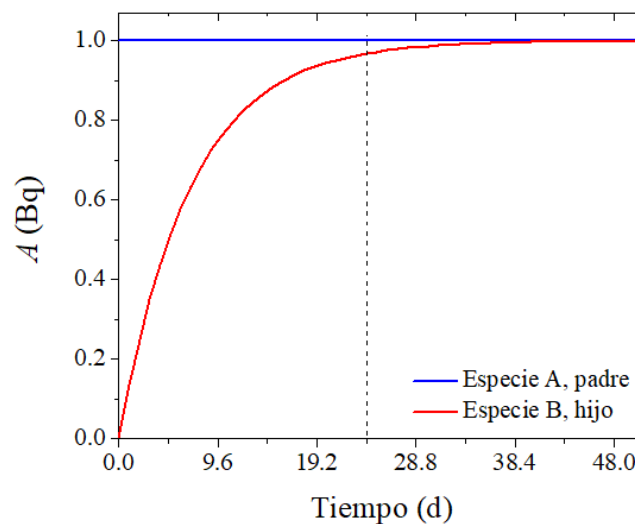


Figura 4.9. Actividad de una especie B en una serie de decaimientos sucesivos $A \rightarrow B \rightarrow C$ en condiciones de equilibrio secular. Los resultados corresponden al decaimiento $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Rn}$ ($t_{1/2}^A = 1620$ años, $t_{1/2}^B = 4,8$ días). La línea negra punteada indica $t = 5t_{1/2}^B$. La actividad del padre ha sido normalizada a la unidad.

Como vemos en la figura 4.9, en el caso de una muestra que contiene inicialmente sólo radionucleidos de la especie A, el padre, la actividad del hijo aumenta hasta igualar a la del padre, alcanzándose el equilibrio secular al cabo de un tiempo igual a aproximadamente cinco períodos de semidesintegración del hijo. A partir de ese momento el hijo se crea a la misma velocidad en que se desintegra, estableciéndose así el equilibrio y el decaimiento sigue la tasa de desintegración del padre. Alcanzado el equilibrio secular, la actividad de la muestra es igual al doble de la actividad del padre.

Pasemos a discutir el segundo equilibrio, $\lambda_B > \lambda_A$, o sea, $t_{1/2}^A > t_{1/2}^B$. Este equilibrio se denomina *transitorio*. Un ejemplo de esta serie de desintegraciones es ^{100}Pd ($t_{1/2}^A = 96$ h) \rightarrow ^{100}Rh ($t_{1/2}^B = 21$ h) \rightarrow ^{100}Ru (estable). Otro ejemplo es ^{99}Mo ($t_{1/2}^A = 65,92$ h) \rightarrow ^{99m}Tc ($t_{1/2}^B = 6$ h), que dada

su importancia en aplicaciones médicas discutiremos en la próxima sección. En este decaimiento, como $t_{1/2}^A$ es mayor que $t_{1/2}^B$ pero no mucho mayor, no podemos despreciar $t_{1/2}^B$ frente a $t_{1/2}^A$ y debemos hacer los desarrollos con más cuidado. En el equilibrio transitorio y para tiempos suficientemente largos se obtiene que la relación de actividades entre el hijo y el padre viene dada por:

$$\frac{A_B(t)}{A_A(t)} = \frac{t_{1/2}^A}{t_{1/2}^A - t_{1/2}^B}. \quad (41)$$

Notemos que este cociente es siempre mayor a la unidad. Presentamos un ejemplo de equilibrio transitorio en la figura 4.10. Como vemos, la actividad del hijo tiende a aproximarse a la del padre, alcanza el máximo en el tiempo t_{max} y una vez alcanzado el equilibrio (tiempos al menos cinco veces mayores al período de semidesintegración del hijo) el cociente de actividades del padre y del hijo se hace constante, decreciendo la actividad del hijo a la misma velocidad que la del padre.

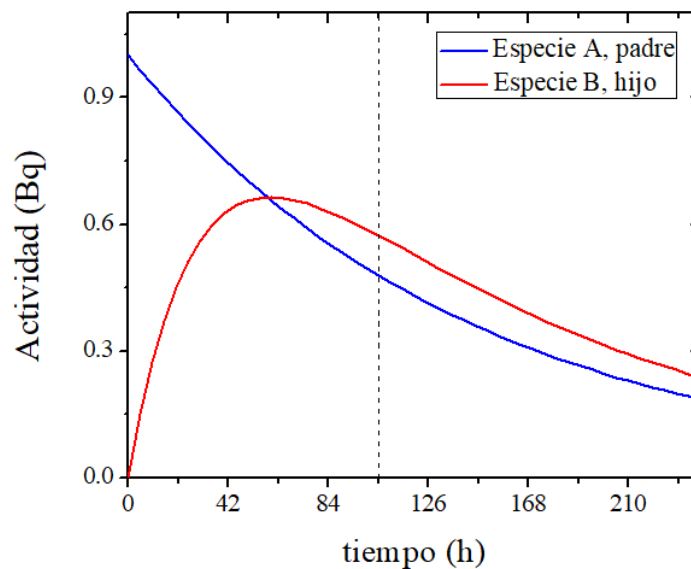


Figura 4.10. Actividad de una especie B en una serie de decaimientos sucesivos $A \rightarrow B \rightarrow C$ en condiciones de equilibrio transitorio. Los resultados corresponden al decaimiento $^{100}\text{Pd} \rightarrow ^{100}\text{Rh} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$ ($t_{1/2}^A = 96 \text{ h}$, $t_{1/2}^B = 21 \text{ h}$). La línea negra punteada indica $t = 5t_{1/2}^B$. La actividad del padre ha sido normalizada a la unidad.

Podemos repetir el cálculo para el caso del decaimiento ^{99}Mo ($t_{1/2}^A = 66 \text{ h}$) \rightarrow $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ($t_{1/2}^B = 6 \text{ h}$) \rightarrow ^{99}Tc . A diferencia del decaimiento del ^{100}Pd , en este caso una fracción de los núcleos de ^{99}Mo decae al estado fundamental del ^{99}Tc , no llegan al estado isomérico del ^{99}Tc , el $^{99\text{m}}\text{Tc}$. El factor de ramificación para el ^{99}Mo es $FR = 0,876$ [Lederer, Tabla nucleidos]. Entonces, en el equilibrio transitorio:

$$\frac{A_B(t)}{A_B(0)} = \frac{t_{1/2}^A}{t_{1/2}^A - t_{1/2}^B} \cdot FR = 0,964. \quad (42)$$

El resultado para las actividades del ^{99}Mo y el $^{99\text{m}}\text{Tc}$ lo presentamos en la figura 4.11.

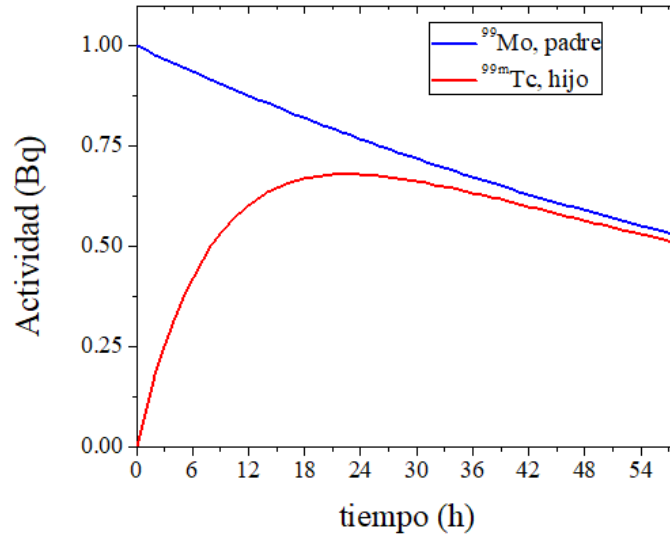


Figura 4.11. Decaimiento $^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$ ($t_{1/2}^A = 65,92 \text{ h}$, $t_{1/2}^B = 6 \text{ h}$). La actividad del padre ha sido normalizada a la unidad. Notar que por el factor de ramificación del ^{99}Mo ($FR=0,876$) la actividad del hijo $^{99\text{m}}\text{Tc}$ queda por debajo de la actividad del padre ^{99}Mo .

Finalmente, cuando la vida media del padre es menor que la del hijo, es decir decae más rápido que el hijo, no se puede alcanzar un equilibrio entre las actividades de ambos. Este es un caso de estados de no-equilibrio. Un ejemplo de esta situación de no equilibrio es el decaimiento del ^{56}Ni ($t_{1/2}^A = 6,4 \text{ d}$) \rightarrow ^{56}Co ($t_{1/2}^B = 77,3 \text{ d}$) \rightarrow ^{56}Fe (estable), ver la figura 4.12.

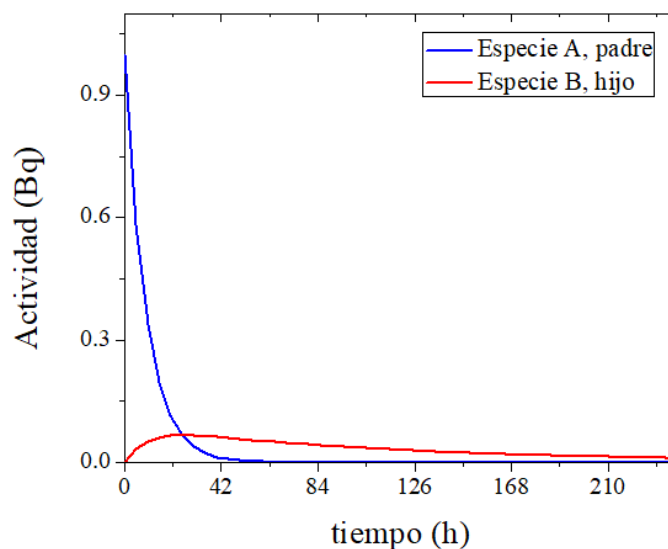


Figura 4.12. Actividad de una especie B en una serie de decaimientos sucesivos $A \rightarrow B \rightarrow C$ en condiciones de equilibrio transitorio. Los resultados corresponden al decaimiento $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ ($t_{1/2}^A = 6,4 \text{ días}$, $t_{1/2}^B = 77,3 \text{ días}$). La actividad del padre ha sido normalizada a la unidad.

Un ejemplo de aplicación del equilibrio transitorio. Medicina Nuclear y Generadores

Hemos mencionado en el Capítulo anterior que el ^{99m}Tc es un radionucleido de un amplio uso en Medicina Nuclear, con una gran demanda a nivel global. El ^{99m}Tc se emplea como marcador de muchos agentes y es uno de los radionucleidos más usados en el campo de imágenes médicas. Sin embargo, para lograr este amplio uso hubo que resolver un problema. El ^{99m}Tc se forma a partir de la cadena de desintegraciones $^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99m}\text{Tc} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$. El padre, el ^{99}Mo , se obtiene como producto de fisión en reactores nucleares. Por lo tanto, una vez retirado el ^{99}Mo del reactor y transcurrido el tiempo t_{max} para obtener la máxima actividad de ^{99m}Tc , hay que separarlo del ^{99}Mo , cuantificar su actividad, determinar su pureza, dividirlo en diferentes lotes, embalarlo en contenedores adecuados para garantizar que no escapen radiaciones que puedan afectar a operadores y personas en general, enviarlo al centro médico de destino (que pueden estar a cientos de km), recibirlo en el centro médico, volver a medir la actividad, fraccionarlo, elaborar los radiofármacos, aplicarlos al paciente, esperar la metabolización y recién entonces llevar a cabo el tratamiento de diagnóstico. Todo esto implica tiempo, que pueden ser de muchas horas o algunos días. Pero el período de semidesintegración del ^{99m}Tc es de 6 horas (la actividad del ^{99m}Tc se reducirá a 1/16 parte en un día), lo que hace que una muy alta fracción de la actividad del ^{99m}Tc se pierda antes de ser empleada. Evidentemente, este proceso no es adecuado. Para estos casos se emplean los llamados *generadores de radionucleidos*, un par de radionucleidos padre-hijo contenidos en un dispositivo que permite la separación y extracción del radionucleido hijo del padre. Este proceso de extracción puede repetirse varias veces. La actividad del hijo se repone continuamente por el decaimiento del padre en la condición de equilibrio transitorio.

Un generador ^{99}Mo - ^{99m}Tc consiste en una columna de alúmina (Al_2O_3) sobre la cual se deposita el padre radioactivo ^{99}Mo en forma de MoO_4 . El hijo, ^{99m}Tc , en forma de $^{99m}\text{TcO}_4$, no queda fuertemente ligado a la columna, por lo cual una elución con 5-25 ml de solución salina hace que se desprenda. Esta solución se recupera y de allí se extrae el ^{99m}Tc . Los generadores comerciales son esterilizados, blindados y automatizados. Un esquema de un generador típico se muestra en la figura 4.13.

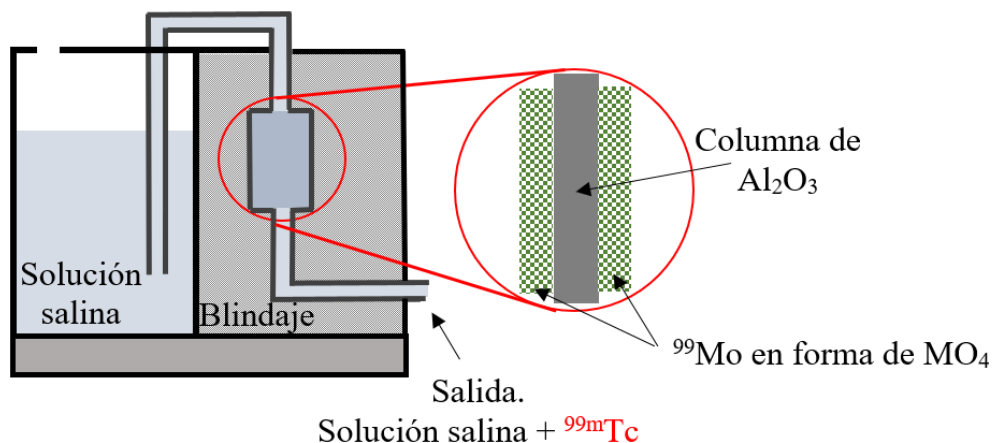


Figura 4.13. Diagrama esquemático de un generador de ^{99}Mo - ^{99m}Tc

Si hacemos las cuentas del decaimiento radiactivo $^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc}$ encontraremos que la actividad del $^{99\text{m}}\text{Tc}$ en la columna se repone luego de unas 24 h (4 períodos de semidesintegración del hijo $^{99\text{m}}\text{Tc}$), aunque actividades suficientes para ciertos estudios se pueden obtener luego de unas 3 o 4 horas de producida una elución. En la figura 4.14 mostramos la actividad de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ disponible en la columna de alúmina, relativa al padre ^{99}Mo , en el caso en que se hacen eluciones regulares cada 24 h, empezando en $t=0$ y asumiendo que en cada elución todo el $^{99\text{m}}\text{Tc}$ es removido de la columna. En estas condiciones, la actividad que se alcanza de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ luego de transcurridas 24 h de una elución es aproximadamente 80% de la actividad del padre ^{99}Mo .

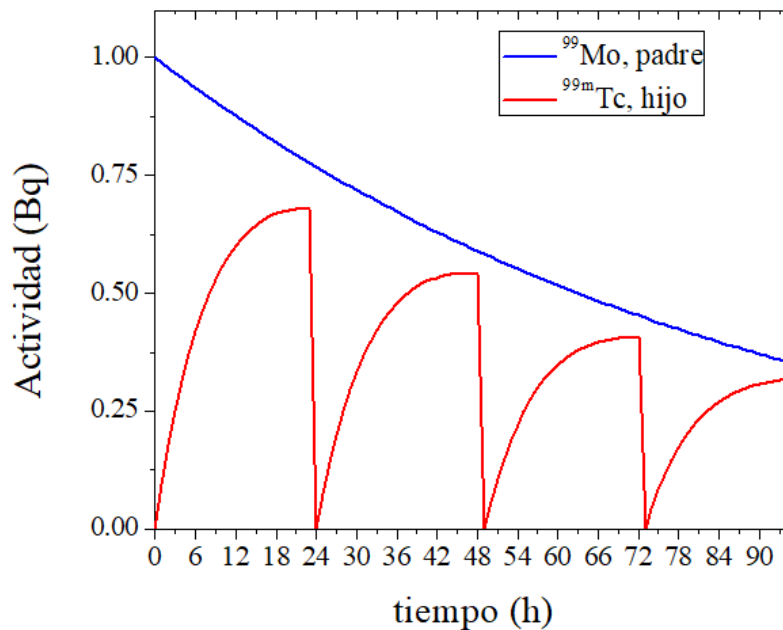


Figura 4.14. Evolución de la actividad $^{99\text{m}}\text{Tc}$ en un generador ^{99}Mo - $^{99\text{m}}\text{Tc}$ en el cual se realizan eluciones cada 24 h. Se ha asumido que en cada elución todo el $^{99\text{m}}\text{Tc}$ es removido de la columna de Al_2O_3 .

La situación que acabamos de describir es una idealización, ya que en una elución real no todo el $^{99\text{m}}\text{Tc}$ es removido de la columna. En general, la eficiencia de elución de los generadores ^{99}Mo - $^{99\text{m}}\text{Tc}$ comerciales está en el orden de 80-90%, dependiendo del tipo y tamaño del generador y del volumen de solución salina empleado para la elución, entre otras variables. De hecho, la eficiencia de elución varía de elución a elución, pudiendo haber variaciones de $\pm 10\%$ en eluciones sucesivas. Esta variación puede entenderse por los cambios químicos y el daño por radiación en la columna de Al_2O_3 [Boyd, Holland]. Si el 10% del $^{99\text{m}}\text{Tc}$ queda en la columna luego de una elución, la actividad obtenida será menor a la predicha por la ecuación [38] y la figura 4.13. El $^{99\text{m}}\text{Tc}$ que queda en la columna corresponde al término $A_B^0 \cdot e^{-\ln(2)t/t_{1/2}^B}$ en la ecuación (32) y debe tenerse en cuenta para la siguiente elución. Esta actividad inicial para la siguiente elución acorta el tiempo necesario para obtener la máxima actividad en la elución posterior. De esta forma, se tiene una fuente de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ que se renueva constantemente. Usualmente, un generador se usa por aproximadamente una semana, tiempo en el cual el ^{99}Mo se agota. En ese

momento el generador se devuelve para que se vuelva a incorporar ^{99}Mo en la columna o ser descartado (como residuo nuclear).

En los centros de Medicina Nuclear se llevan registros de la eficiencia de cada generador para identificar problemas o generadores con bajas eficiencias de elución. Otro de los aspectos que se estudia es la posible contaminación en la elución. Esta contaminación puede ser de dos tipos. El primero es que la elución contenga ^{99}Mo . Por normas de protección al paciente, en la elución no puede haber más de 0,15 Bq de ^{99}Mo por cada kBq de $^{99\text{m}}\text{Tc}$. La presencia de ^{99}Mo se puede detectar mediante espectroscopía γ , es decir, detectar los rayos γ emitidos por el radionucleido ^{99}Mo . La segunda fuente de contaminación de la elución es por Al que se desprende de la columna. La presencia del Al puede afectar el estudio a realizarse y producir efectos adversos en el paciente (coágulos de sangre y microembolia). Las normas permiten hasta 10 μg de Al por ml de $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Para detectar la presencia de Al se deben realizar análisis químicos. La presencia de estos contaminantes en la elución son indicativos de un generador defectuoso.

Series de decaimientos sucesivos. Las cadenas naturales

Nuestro planeta (y cualquier planeta) contiene, además de los elementos químicos estables, un gran número de radionucleidos primordiales cuyas concentraciones varían de región en región. La mayor parte de los elementos radioactivos presentes en el medio ambiente pertenecen a las llamadas *series* o *cadenas radioactivas naturales*. Cada serie está formada por un conjunto de radionucleidos que experimentan decaimientos sucesivos hasta llegar a un nucleído estable.

Existen cuatro cadenas naturales, la del ^{232}Th , ^{237}Np la del ^{238}U y la del ^{235}U , denominadas series $4n$, $4n+1$, $4n+2$ y $4n+3$. En la tabla 4.2 presentamos, para cada cadena, el núcleo padre que la inicia, su semivida, el número de radionucleidos que conforman cada serie y el nucleído estable que pone fin a la cadena. Notemos que la semivida de uno de los padres de estas cadenas, el ^{237}Np (padre de la serie $4n+1$) es $2,25 \times 10^6$ años, mucho menor que la edad de la Tierra (del orden de $4,5 \times 10^9$ años), por lo cual esta serie está extinguida y los miembros de esta cadena no se detectan actualmente en las matrices ambientales. En las cuatro cadenas se producen decaimientos α y β y en algunos casos las cadenas se ramifican. Una discusión muy detallada de las tres cadenas de desintegración activas y de las emisiones de cada emisor se puede encontrar en la referencia [Montes].

Serie	Padre	Semivida (años)	Número de nucleidos en la serie	Elemento estable final
$4n$	^{232}Th	$1,39 \times 10^{10}$	12	^{208}Pb
$4n+1$	^{237}Np	$2,25 \times 10^6$	13	^{209}Bi
$4n+2$	^{238}U	$4,51 \times 10^9$	16	^{206}Pb
$4n+3$	^{235}U	$7,07 \times 10^8$	14	^{207}Pb

Tabla 4.2. Las cadenas radiactivas naturales, incluyendo la del ya extinguida ^{237}Np .

Notemos que las cadenas del ^{232}Th , ^{235}U y ^{238}U terminan en isotopos del Pb. Podemos usar este hecho para datar la edad de rocas y por ende de nuestro planeta. Nuestro planeta tiene una gran habilidad para esconder su edad, ya que los volcanes expulsan magma, generando nuevas capas de rocas. De la misma forma, en la profundidad marina, el magma se filtra a través de grietas, renovando el suelo marino. Además, las placas tectónicas, al deslizarse unas sobre otras generan pliegues, montañas y nuevos suelos. En este punto entra en juego un mineral de Zr, el ZrSiO_4 , llamado *zircón*. Este material es muy duro, muy estable y resistente. A lo largo de miles de millones de años ha resistido a la erosión, colisión de meteoritos y erupciones volcánicas. Entonces, el zircón puede resistir el paso del tiempo, pero aún falta el reloj geológico. Y aquí el zircón vuelve a ayudarnos. El U es una impureza natural en el zircón. Algunos átomos de Zr son reemplazados por U en la estructura cristalina del zircon, en cantidades conocidas. En la estructura cristalina del zircon el U (en particular pensemos en el ^{238}U) decae siguiendo su cadena de decaimientos hasta llegar al Pb (^{208}Pb en el caso de la cadena del ^{238}U), con una tasa característica dada por la semivida del ^{238}U . De esta forma, cuanto más Pb contenga un cristal de zircón, más antiguo es. De esta forma, midiendo el contenido de Pb en zircón podemos determinar la antigüedad de una roca. La roca más antigua que se ha datado de esta forma es un trozo de zircón incrustado en arenisca encontrado en Australia. Con esa roca se puede estimar la edad de la Tierra en 4.400 millones de años. Para leer más sobre datación recomendamos [Valley] y las referencias allí reportadas [Sánchez León].

Referencias

- [124Xe] XENON Collaboration (2019). Observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T, *Nature* 568, 532–535. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1124-4>; <https://www.futurity.org/xenon-124-neutrios-isotopes-physics-2045552-2/>; <https://nmas1.org/news/2019/04/25/isotopos-vida-util-desintegracion>
- [Boyd] Boyd, R. E. (1982). Molybdenum-99: Technetium-99m generator. *Radiochim Acta* 30:123-145. ISSN 0033-8230.
- [Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- [Evans] Evans, R. D. (1972). *The Atomic Nucleus*. New York: McGraw-Hill.
- [Holland] Holland, M. E., Deutsch, E. W. y Heineman, R. (1986). Studies on commercially available $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ radionuclide generators—II. Operating characteristics and behavior of $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ generators. *Appl. Radiat. Isot.* 37. 173-180.
- [Lederer] Lederer M. y Shirley, V. (1978). *Table of Isotopes*. Philadelphia: John Wiley and Sons.
- [Montes] Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

- [Sánchez León] Sánchez León G. J. (1994). Los isótopos radiactivos y nuestro pasado, Mundo Científico, número de mayo de 1994. https://gredos.usal.es/bitstream/handle/10366/55620/DEHE_Isotopos%20radiactivos%20y%20nuestro%20pasado.pdf?sequence=1&isAllowed=y
- [Segré] Segre, E. (1977). Nuclei and Particles, Nueva York: W. A. Benjamin Co.
- [Tabla nucleidos] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
- [Valley] Valley, J. W., Cavosie, A. J., Ushikubo, T., Reinhard, D. A., Lawrence, D. F., Larson, D. J., Clifton, P. H., Kelly, T. F., Wilde, S. A., Moser, D. E., y Spicuzza, M. J. (2014). Hadean age for a post-magma-ocean zircon confirmed by atom-probe tomography, Nature Geoscience 7, 219-223. www.nature.com/naturegeoscience.

Lecturas recomendadas

- Alonso, M. y Finn, E. J. (1986). Física, Vol. 3, Fundamentos cuánticos y estadísticos. México D.F.: Addison-Wesley Iberoamericana.
- Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). Physics in Nuclear Medicine, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.
- Leo, W. R. (1987). Techniques for Nuclear and Particle Experiments". New York: Springer-Verlag.
- Meyerhof, W. E. (1967). Elements of Nuclear Physics. New York: Mc Graw Hill.
- Povh B. Rith, K., Scholz, Ch., Zetsche, F. y Rodejohann, W. (2014). Particles and Nuclei. An Introduction to the Physical Concepts, Seventh Edition. Berlín: Springer-Verlag.
- Serway, R. A. y Vuille, Ch. (2009). Física para Ciencias e Ingeniería, 7ma edición, Vol. 2. México D. F.: Cengage Learning editores.
- Williams, W. S. C. (1991). Nuclear and Particle Physics. Oxford: Clarendon Press.
- Young, H. D. y Freedman, R. A. (2009). Física universitaria, 12 edición, Vol. 2. México D. F.: Pearson Educación, 2009.

CAPÍTULO 5

¿Dónde está la radioactividad? Fuentes naturales y antropogénicas

Como vimos en capítulos anteriores, existen en la naturaleza unos 2700 nucleidos, de los cuales casi el 90% son inestables. Estos radionucleidos dan lugar a la radioactividad natural, la cual existe desde la formación del Universo y por lo tanto es parte natural de nuestro medio ambiente. Los seres vivos, incluyendo al hombre, conviven con la radioactividad y también contienen elementos radioactivos. El descubrimiento de la radioactividad a finales del siglo XIX y el posterior advenimiento de la era nuclear a mediados del siglo XX trajeron aparejada la incorporación de nuevos radionucleidos al inventario de radioactividad natural, como por ejemplo el ^{137}Cs y el ^{90}Sr .

A diferencia de otros tipos de radiaciones, como el calor y la luz, la radioactividad en niveles naturales no puede sentirse, verse o detectarse mediante nuestros sentidos. Para determinar su presencia, intensidad y naturaleza se requieren detectores diseñados para tal fin, por lo cual el hombre la descubrió, caracterizó y cuantificó recién a finales del siglo XIX y principios del XX. Al igual que cualquier otro avance científico-tecnológico, el empleo de la radioactividad ha producido un salto positivo en la forma y calidad de vida, pero también trajo asociados efectos negativos. Entre los efectos positivos, podemos destacar, entre muchísimas otras aplicaciones, la generación de energía y el desarrollo de técnicas de diagnóstico y tratamiento de diferentes enfermedades que han permitido prolongar o mejorar la calidad de vida de los pacientes. Entre los aspectos negativos tenemos que citar el desarrollo de bombas y armas nucleares y los problemas ambientales y de salud ocasionados por accidentes como el de la central nuclear de Chernóbil en 1986 y el de Fukushima en 2011, además otros de menor magnitud como los de Goiânia o Ciudad Juárez, que se generaron a partir de la mala manipulación de fuentes médicas y el manejo de los residuos. Estos efectos negativos, muy graves, por cierto, han hecho que el término radioactividad genere temor y se lo asocie únicamente con sus aspectos negativos.

Las fuentes naturales de radioactividad incluyen los rayos cósmicos, la radiación emitida por los elementos radioactivos presentes en el suelo, el aire y el agua y los diversos radionucleidos encontrados habitualmente en la comida y bebida. La vida se ha desarrollado en este marco de radioactividad natural. Las fuentes antropogénicas comprenden los radionucleidos empleados en medicina, los originados en ensayos de armas nucleares en la atmósfera y accidentes, los desechos radiactivos, entre otras. En este Capítulo nos centraremos en discutir las fuentes naturales y antropogénicas de radioactividad. Discutiremos cada fuente, identificaremos sus orígenes y comenzaremos a discutir la distribución de estos radionucleidos en diferentes

matrices ambientales. Esta discusión será la base para el próximo Capítulo, donde discutiremos como cuantificar la radioactividad y sus posibles efectos sobre los seres vivos.

Radionucleidos naturales

La radioactividad es parte natural de nuestro medio ambiente, ya que los radionucleidos se encuentran presentes en la corteza terrestre, el aire y en el agua. Según su origen pueden clasificarse en primordiales y cosmogénicos. Los primeros son anteriores a la creación de la Tierra y los segundos se forman continuamente como resultado de la interacción de la radiación cósmica con la atmósfera o la corteza terrestre. Los elementos radioactivos naturales de mayor interés debido a su actividad relativamente alta pertenecen a las series o cadenas radioactivas naturales que mencionamos en el Capítulo anterior [Desimoni, Montes]. Además de estos radionucleidos se encuentran otros primordiales como ^{14}C , ^{50}V , ^{87}Rb , ^{113}Cd , ^{115}In , $^{125,128,130}\text{Te}$, ^{138}La , ^{142}Ce , ^{144}Nd , $^{147,148}\text{Sm}$, ^{152}Gd , ^{174}Hf , ^{176}Lu , ^{187}Re , $^{190,192}\text{Pt}$, ^{209}Bi y ^{40}K .

El ^{40}K tiene gran importancia ya que, por su abundancia en el medio ambiente, una parte relevante de la radioactividad que recibe el ser humano se origina en este radionucleido. El potasio (K) es un elemento esencial desde el punto de vista biológico y está presente en nuestro cuerpo en equilibrio dinámico, por lo cual la exposición a las radiaciones del ^{40}K es inevitable.

La concentración local de radionucleidos naturales depende de las características geológicas e hidrológicas de la región considerada. Por ejemplo, la concentración media de uranio (esencialmente ^{238}U) en la corteza terrestre es aproximadamente 3 g/t. Entre las rocas más ricas en uranio se encuentran los granitos y las rocas volcánicas (como las riolitas), ciertas rocas sedimentarias (como los lignitos esquistos negros), ciertos fosfatos marinos y toscas, entre otras. El U puede pasar al agua cuando ésta erosiona rocas, suelos y sedimento, por lo cual todos los cursos de agua superficial y subterránea lo transportan [Desimoni].

Diversos organismos y grupos de investigación han estudiado (y continúan estudiando) las concentraciones de nucleidos radioactivos en suelos de diferentes regiones del planeta. En la tabla 5.1. presentamos parte de los datos recopilados por el *Comité Científico de Efectos de la Radiación Atómica de las Naciones Unidas* (UNSCEAR, por sus siglas en inglés, *United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation*) [UNSCEAR].

Región	Rango de concentración en suelos (Bq/kg)			
	⁴⁰ K	²³⁸ U	²²⁶ Ra	²³² Th
África	29 – 1150	2 – 120	5 – 180	2 – 140
América del Norte	6 – 700	4 – 140	8 – 160	1 – 130
América del Sur (Argentina)	540 – 750	—	—	—
Asia Oriental	7 – 1500	2 – 690	2 – 440	1 – 220
Asia Occidental	87 – 980	10 – 78	8 – 77	5 – 60
Europa del Norte	140 – 1150	3 – 30	6 – 310	5 – 59
Europa Oriental	0 – 3200	2 – 330	5 – 900	1 – 180
Europa Occidental	40 – 1400	0 – 190	1 – 210	2 – 160
Europa del Sur	0 – 1650	1 – 240	0 – 250	2 – 210

Tabla 5.1. Rango de actividades específicas de algunos radionucleidos naturales en suelos de distintas regiones del mundo.

A modo de ejemplo, veamos que sucede en el jardín de una casa. Supongamos un jardín de 400m² del cual retiramos una capa desde la superficie hasta un metro de profundidad. En este volumen de tierra encontraremos aproximadamente 1 kg de ⁴⁰K, unos 6 kg de ²³²Th y los elementos asociados a su decaimiento y alrededor de 2 kg de ²³⁸U. La actividad específica de estos radionucleidos es del orden de 400 Bq/kg (⁴⁰K), 45 Bq/kg (Th) y 32 Bq/kg (U). Estos son valores promedio, que dependen fuertemente según la región considerada. [UNSCEAR b], lo que muestra la importancia de la realización de estudios locales, llamados *determinación de la línea de base*, para determinar los niveles de radiación a la cual está expuesta la población.

Así como se ha estudiado la concentración de radionucleidos en el suelo, se ha determinado también en el aire. En la Tabla 5.2 presentamos, a modo de ejemplo, algunos datos recopilados en la literatura.

País	Actividad específica (µBq/m ³)				
	²³⁵ U	²³⁸ U	²³² Th	²²⁶ Ra	²¹⁰ Po
Estados Unidos	0,04	0,9-5	0,4	0,6	10-40
Alemania		0,3-1,7	0,2-0,9	1,2-3,3	12-80
Noruega		0,02-0,06	0,01-0,07		
Polonia		1-18		0,8-3,2	

Tabla 5.2. Rango de actividades específicas de algunos radionucleidos naturales en suspensión en el aire en diferentes países [UNSCEAR, Desimoni].

El radionucleido responsable de la mayor parte de la radioactividad a la cual está expuesto el hombre se origina en un gas, el Rn (radón). Aproximadamente 60-70% de la exposición a la radioactividad natural se debe a este elemento [IAEA 1989]. El Rn es un gas inerte, incoloro, inodoro y radiactivo que forma parte de las cadenas de desintegración radioactivas del ²³⁵U, ²³⁸U y del ²³²Th. En la Tabla 5.3 mostramos algunas características de los isótopos del Rn y sus hijos, isótopos del Po. De estos tres isótopos, el que se considera a los efectos de la exposición a la radioactividad es el ²²²Rn, ya que los otros dos isótopos (²²⁰Rn y ²¹⁹Rn) tienen períodos de

semidesintegración muy cortos y, particularmente el originado en la cadena del ^{235}U , una actividad relativamente baja. El ^{222}Rn forma parte de la cadena de desintegración del ^{238}U , tiene un período de semidesintegración de 3.82 días y es un emisor α . Se produce en forma continua por el decaimiento del ^{226}Ra , presente en cantidades mínimas en rocas y el suelo. El ^{222}Rn decae a ^{218}Po , también emisor α , pero a diferencia del Rn es un sólido. La generación de Rn en suelos y sedimentos genera que una parte de este difunda a la tropósfera. En ella, el Rn decae y se deposita en material en suspensión presente en la atmósfera. Al ser inhalado, el Rn o sus productos de decaimiento se incorporan al organismo e irradian los tejidos del pulmón con partículas α .

Radionucleido	Serie	Emisiones y Energía	Semivida
^{219}Rn	^{235}U	α , 6,82 MeV y 6,55 MeV γ , 0,271 MeV y 0,402 MeV	3,96 s
^{215}Po	^{235}U	α , 7,39 MeV	1,781 ms
^{220}Rn	^{232}Th	α , 6,29 MeV	55,6 s
^{216}Po	^{232}Th	α , 6,29 MeV	0,145 s
^{222}Rn	^{235}U	α , 5,49 MeV	3,8235 d
^{218}Po	^{235}U	α , 6,00 MeV	3,098 m

Tabla 5.3. Algunas propiedades de los isótopos del Rn y del Po (hijos del Rn).

El Rn emerge de las rocas del suelo (al ser un gas noble, no reacciona con otros elementos y por eso no queda retenido en las rocas) y se dispersa en el aire, por lo tanto, su concentración en lugares abiertos es baja y se encuentra en equilibrio dinámico. El agua subterránea incorpora el Rn que emana de las rocas y el suelo y cuando las aguas alcanzan la superficie el Rn es liberado al aire. Este mecanismo es la segunda fuente de emisión de Rn a la atmósfera y se estima que contribuye con $1,85 \times 10^{19}$ Bq/a de ^{222}Rn . También es liberado desde el océano, pero en concentraciones mucho menores.

Cuando el Rn ingresa en lugares cerrados, en general desde el suelo a través de grietas y fisuras en el piso, si el ambiente es una vivienda bien ventilada o no construida herméticamente, no se acumula Rn en su interior. Sin embargo, en muchos países fríos las viviendas se construyen poniendo énfasis en la eficiencia energética, buscando a partir de aislaciones térmicas retener el calor y evitar corrientes de aire. Por lo tanto, las casas están poco ventiladas y la concentración de radón en su interior puede ser considerablemente superior a la exterior. En hogares de Estados Unidos se ha determinado una actividad específica de promedio de 55 Bq/m^3 (unos 1000 Bq en una habitación mediana). En casas bien aisladas térmicamente se han medido valores máximos de hasta 130.000 Bq/m^3 , valores unas 2500 veces superiores a los correspondientes al aire libre. Similares resultados se han encontrado en países del norte de Europa, lo que ha llevado a establecer normas para la correcta ventilación de los hogares. Por supuesto, la concentración de Rn en lugares cerrados depende de la estructura geológica regional y de los materiales de construcción, pudiendo variar enormemente entre zonas diferentes de un país e incluso de una vivienda a otra en una misma región. Estudios realizados

en el interior de viviendas de la República Argentina muestran que la actividad de Rn varía entre 6 y 48 Bq/m³, dependiendo de la región del país, [Arnaud].

La otra fuente de radioactividad en nuestro planeta son los rayos cósmicos. La radiación cósmica tiene dos orígenes: galáctica y solar. La radiación galáctica se origina fuera del sistema solar, probablemente por explosiones de supernovas, procesos estelares, y otros procesos. Consiste en una lluvia continua de partículas pesadas (protones en un 87%), partículas α (12%) y un 1% de iones pesados, con energías en el rango 10⁶-10²⁰ eV. La radiación solar tiene su origen en la emisión continua de partículas generadas en eventos solares tales como del viento solar o llamaradas. El viento solar es un flujo continuo de iones y electrones de baja energía (del orden del keV) que es deflectado por el campo magnético terrestre y absorbido por la atmósfera, por lo cual tienen poca importancia en la superficie de la Tierra. En las llamaradas solares se liberan partículas energéticas (del orden de 100 MeV), básicamente protones (98%), partículas α y núcleos más pesados.

Al ingresar en la atmósfera, las partículas más energéticas pueden interactuar con los núcleos de los gases que la componen, dando lugar a reacciones nucleares, en las cuales se producen neutrones, protones, muones, piones y radionucleidos como el ³H, el ⁷Be y el ¹⁴C. Las partículas producidas pueden tener energía suficiente para dar lugar a nuevas reacciones en cascada. La lista de radionucleidos cosmogénicos se presenta en la Tabla 5.4 junto con el inventario global y la concentración media en la tropósfera.

Nucleido	Producción (átomos m ⁻² s ⁻¹)	Inventario Global (PBq)	Concentración en la tropósfera (mBq m ⁻³)
³ H	2500	1275	1,4
⁷ Be	810	413	12,5
¹⁰ Be	450	230	0,15
¹⁴ C	25000	12 750	56,3
²² Na	0,86	0,44	0,0021
²⁶ Al	1,4	0,71	1,5 x 10 ⁻⁸
³² Si	1,6	0,82	0,000025
³² P	8,1	4,1	0,27
³³ P	6,8	3,5	0,15
³² S	14	7,1	0,16
³⁶ Cl	11	5,6	9,3 x 10 ⁻⁸
³⁷ Ar	8,3	4,2	0,43
³⁹ Ar	56	28,6	6,5
⁸¹ Kr	0,01	0,005	0,0012

Tabla 5.4. Radionucleidos cosmogénicos, con su tasa de producción en la atmósfera, concentración (actividad específica) e inventario global.

Entre los radionucleidos cosmogénicos, el ⁷Be se produce en las capas altas de la atmósfera, al igual que el ³H, y cae a la superficie de la Tierra en forma de finas partículas que pueden ser

arrastradas por lluvia, vientos, cenizas o polvo en suspensión. Cuando llega a la superficie, tiende a fijarse en plantas.

Del ^{14}C y su empleo para datación ya hemos discutido en capítulos anteriores. Este radionucleido también se produce en la atmósfera superior a partir de interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de N_2 de la atmósfera. Dado que desde el punto de vista químico no hay diferencias entre los isótopos de un elemento, los átomos de ^{14}C se combinan con oxígeno para formar CO_2 . Los organismos vivos intercambian continuamente CO_2 con la atmósfera, incorporando así el ^{14}C por inhalación.

Radionucleidos antropogénicos

El surgimiento de la era nuclear y la posibilidad de liberar la energía del núcleo (millones de veces superior a la energía liberada en las reacciones químicas) trajo aparejada la producción de nuevos radionucleidos, los *radionucleidos antropogénicos*, como el ^{137}Cs y el ^{90}Sr . Inicialmente, la energía nuclear se empleó con fines bélicos (bombas nucleares) y luego para la generación de energía mediante reactores nucleares, mover máquinas y otras aplicaciones. Todos estos usos de la energía nuclear han generado una contribución adicional al fondo natural al que se ve expuesto el hombre.

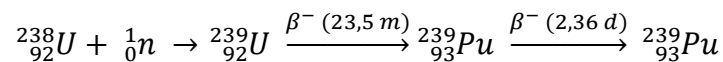
La mayoría de los reactores nucleares usan como combustible ^{235}U . Sin embargo, la abundancia de este isótopo en la naturaleza es baja (solo el 0.72% del uranio natural corresponde a ^{235}U). Si bien muchos reactores emplean U natural como combustible, en otros hay que incrementar la cantidad de ^{235}U , lo que se denomina *enriquecimiento*. El grado de enriquecimiento en reactores experimentales y para producción de energía varía entre el 2% y el 40%.

El ciclo de producción de energía en reactores nucleares comienza con la explotación minera, que genera un gran volumen de residuos de baja actividad y termina con el depósito del combustible gastado, de menor volumen, pero con alta actividad. La minería del U se desarrolla en diversos lugares del mundo incluyendo África, Canadá, Estados Unidos, Australia y varios países de Europa del Este. En Argentina, la explotación minera del U se realizó en diferentes sitios: Sierra Pintada, Malargüe y Huemul (Provincia de Mendoza), Los Gigantes (Córdoba), Pichiñan (Chubut), Tonco (Salta), La Estela (San Luis), Los Colorados (La Rioja). Los últimos complejos mineros de U fueron cerrados en 1996.



Figura 5.1. Combustible nuclear en forma de pastilla de material compactado empleado en la central nuclear Atucha (arriba) y vainas de Zr donde se introducen para formar las barras de combustible

Luego de la extracción del mineral es necesario realizar un proceso de purificación con ácidos y nitratos. La solución resultante es concentrada por evaporación y calcinada para producir UO_2 y luego UF_6 . El combustible se suele preparar a partir de estos concentrados en forma de pastillas de material compactado (pellets en inglés) de unos centímetros de grosor (ver figura 5.1). Estas pastillas se colocan en vainas de Zr para formar las barras de combustible (figura 5.1). Estas vainas se introducen en el reactor, donde permanecen hasta que el ^{235}U se agota debido a los procesos de fisión. En ese punto se retiran y se reemplazan por nuevas vainas. En el recinto de manipulación de combustible se almacenan las nuevas vainas de combustible y el ya empleado y descargado del reactor, que contiene los productos de fisión que se fueron generando. Este edificio y el del reactor están interconectados para asegurar el traslado de los elementos radioactivos sin salir de la zona controlada, que se encuentra aislada de las restantes dependencias. Una vez retirado el combustible gastado, este se reprocessa, en algunos casos para recuperar el remanente de ^{235}U en las pastillas o el ^{239}Pu que se forma cuando el ^{238}U presente en las pastillas de UO_2 captura un neutrón:



Finalmente, el combustible gastado se procesa para su depósito final (ver sección 5.3). Esquematizamos el ciclo del U en los reactores nucleares en la figura 5.2.

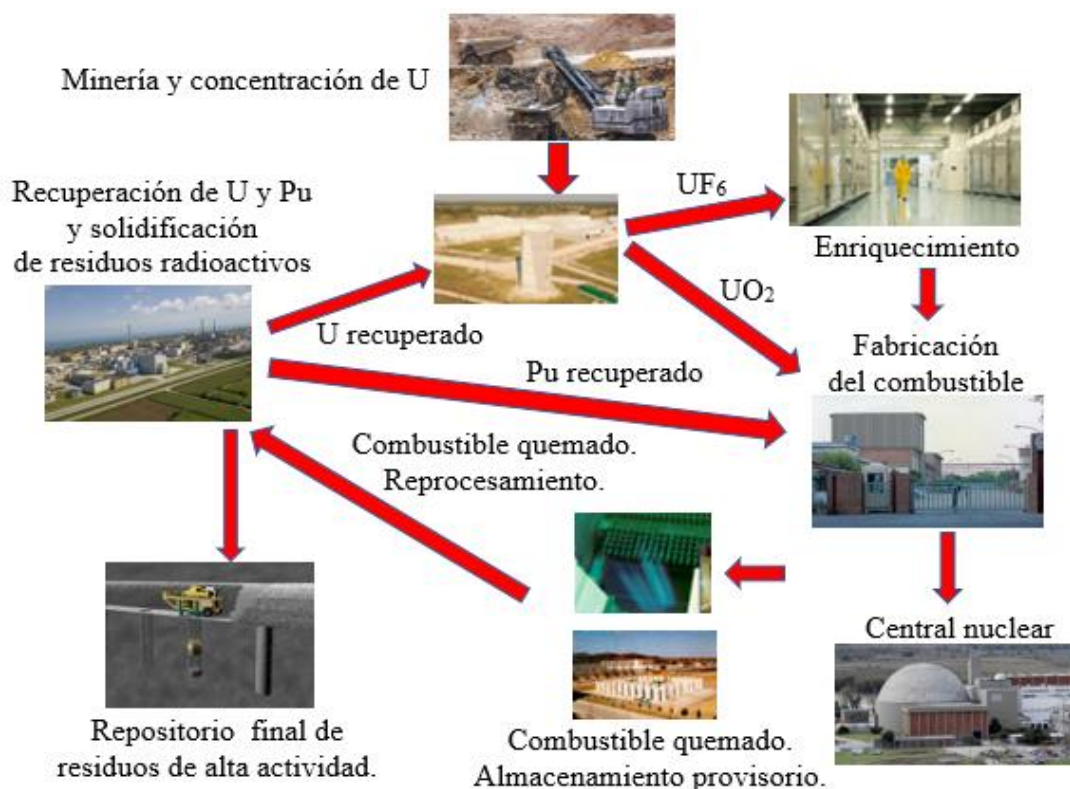


Figura 5.2. El ciclo del U, desde su extracción hasta su depósito final, en las centrales nucleares.

En condiciones de operación normal, los reactores descargan muy bajos niveles de residuos radioactivos al medioambiente en forma de efluentes líquidos y gaseosos. Esta descarga controlada al aire y a cuerpos de agua es una rutina permitida de la gestión de residuos e implica un monitoreo estricto, regular y periódico, de la fuente de descarga y del medio ambiente. El objetivo de este monitoreo ambiental es proteger al público y al medio ambiente. El tipo de programa de monitoreo, su escala y extensión debe estar en acuerdo con diferentes variables y situaciones:

- Tasa de descarga.
- Composición de la descarga, es decir, tipo de radionucleidos involucrados y sus actividades.
- Magnitudes esperadas y potenciales dosis a individuos.
- Significancia comparativa de los diferentes caminos de exposición de trabajadores y población en general.

El monitoreo debe además verificar el cumplimiento de regulaciones referidas a límites de descarga y al impacto en el ambiente y la población, asegurando que la exposición del público sea menor a los límites establecidos por la legislación correspondiente. Debe también proveer información sobre dosis y exposiciones potenciales o efectivas de grupos críticos en situaciones de operación normal o accidentes. Otros objetivos de los monitoreos son:

- Proveer datos que permitan la evaluación de la exposición humana a la radioactividad y brinde información pública.
- Chequear las condiciones de operación.

- Evaluar el transporte de radionucleidos en el medio ambiente y los posibles caminos de llegada al hombre, considerando tanto las actividades humanas como los procesos naturales.
- Chequear las predicciones de modelos matemáticos. Estos modelos se desarrollan para contar con predicciones confiables ante situaciones de emergencia o accidentes. Las descargas controladas permiten aplicar los modelos a estas situaciones, contrastar sus predicciones con las medidas realizadas en el marco de los monitoreos y eventualmente corregirlos o mejorarlos. Contar con estos modelos matemáticos permite conocer con anticipación la situación que se produciría ante un dado tipo de accidente en determinadas condiciones y poder dar respuestas rápidas y certeras para proteger el medioambiente y la población).
- Reportar rápidamente algún aumento significativo de la radioactividad en el medio ambiente generada por una posible liberación de material radioactivo y tener la capacidad de realizar monitoreos de emergencia.
- Mantener la historia del sitio, con información previa al comienzo de la actividad nuclear, durante su funcionamiento y posteriormente al cierre de la actividad.
- Publicar los resultados de los resultados de los monitoreos.

Una descripción detallada de los monitoreos ambientales en el marco de la industria nuclear se puede encontrar en [Desimoni] y también en [Maskevich]. Datos de las actividades globales originadas por las descargas controladas de los reactores y la industria nucleares, en comparación con los liberados por la detonación de armas nucleares y actividades humanas como la quema de carbón, se pueden consultar en [Jaworowski].

El primer reactor nuclear para generación de electricidad comenzó a operar en 1956 en Sellafield, Inglaterra con una capacidad inicial de 50 MW. Notar que desde el descubrimiento de la radioactividad hasta este primer reactor de potencia sólo transcurrieron 60 años. Aa diciembre de 2020 existían 442 reactores nucleares de potencia en operación ubicados en 34 países que generan aproximadamente el 15% de la electricidad utilizada en el mundo y hay 52 en construcción [IAEA 2021]. Además de los reactores de potencia, existen otros, de menor tamaño, que se emplean para producir radionucleidos para uso médico o industrial, reactores para la producción de plutonio de uso militar y reactores usados exclusivamente para la investigación.

En el caso del uso de la radioactividad en actividades no civiles, desde 1945 hasta 1996, año en que se abrió a la firma el Tratado para la Prohibición Completa de los Ensayos Nucleares (CTBTO, por sus siglas en inglés, *Comprehensive nuclear-Test-Ban Treaty Organization*), Estados Unidos, la Unión Soviética, Reino Unido, Francia y China realizaron 2047 ensayos nucleares. India, Pakistán y Corea del Norte, países al margen del tratado, han realizado 11 ensayos, India tres (uno en 1974 y dos en 1998), Pakistán dos (1998) y Corea del Norte seis (2006, 2009, 2013, dos en 2016 y el último en 2017). En total, desde 1945 hasta el presente, se han realizado 2058 ensayos nucleares [SIPRI 2018]). A estas pruebas debemos sumar las detonaciones en Hiroshima y Nagasaki, únicos usos de armas nucleares contra población civil. Estados Unidos y la Unión Soviética fueron responsables del 85% de los ensayos nucleares [Campos Robles].

Existen dos tipos de armas nucleares, las de fisión en las cuales la energía es liberada durante la fragmentación de átomos pesados y las de fusión en las cuales la energía es liberada durante

la unión de átomos livianos. Los materiales fisibles generalmente usados en las armas son ^{235}U o ^{239}Pu . Para lograr una reacción en cadena descontrolada con la subsecuente liberación rápida de altas cantidades de energía es necesaria una cierta cantidad de material fisible, lo que se conoce como *masa crítica*. Esto asegura que una muy alta fracción de los neutrones producidos en la fisión interactúen con otros núcleos fisibles y así lograr la reacción en cadena descontrolada. Esta reacción en cadena, además de liberar energía, descarga en el ambiente grandes cantidades de radionucleidos y productos de fisión. En las bombas de fusión, conocidas también como termonucleares o de hidrógeno, la energía se produce por la fusión de núcleos de H. Para la detonación de una bomba de fusión se requiere que los núcleos de H se aproximen, venciendo la repulsión coulumbiana, a una distancia de unos 10^{-14} m. Para esto, se les debe suministrar energía cinética. Esto se logra detonando una pequeña bomba de fisión de ^{235}U a fin de elevar la temperatura a valores similares a los que se encuentran en el interior del Sol y proveer así energía cinética a los núcleos de H. Las bombas atómicas de fisión pueden liberar una energía en el orden de cientos de kilotones, mientras que las bombas de hidrógeno, más potentes, pueden hacerlo en el orden de megatones (el kilotón es la unidad utilizada para medir la energía liberada por un explosivo. Es equivalente a la energía liberada en la explosión de 1000 toneladas de TNT, equivalente a 4,184 TJ).

Las pruebas de armas nucleares se dividen en atmosféricas, subterráneas y submarinas, dependiendo dónde se realice la detonación. Aproximadamente el 75% del total de los ensayos nucleares han sido subterráneos. En la práctica, una gran parte de las explosiones nucleares subterráneas emiten una pequeña cantidad de elementos radioactivos a la atmósfera, pero en algunas ocasiones, una cantidad significativa de gases radioactivos han encontrado la vía para alcanzar la superficie terrestre y así contaminar la atmósfera y la superficie. Las pruebas atmosféricas producen una contaminación mayor debido a que los productos de fisión se dispersan, por acción de los vientos, en la atmósfera. Los radionucleidos livianos y de vida media larga, como el ^{137}Cs y el ^{90}Sr son transportados grandes distancias antes de depositarse sobre la superficie. Entre 1958 y 1962, una veintena de estos ensayos fueron realizados por Estados Unidos y la Unión Soviética a gran altitud (40–540 km), con el objetivo de comprobar la viabilidad de las armas nucleares en sistemas para interceptar misiles balísticos o como armas anti satélites.

El número de ensayos realizados en el mar ha sido menor. El primer ensayo fue realizado por Estados Unidos en 1946, en el atolón de Bikini, en las Islas Marshall, se le denominó operación Crossroads y tenía como objetivo evaluar los efectos de un arma nuclear utilizada contra una fuerza naval [Crossroads]. En 1955, Estados Unidos llevó a cabo la operación Wigwam, un ensayo a 660 m de profundidad en el Océano Pacífico, para comprobar los efectos del arma nuclear en la lucha antisubmarina.

El 5 de agosto de 1963, después de difíciles conversaciones en Ginebra, fue aprobado el Tratado de Prohibición Parcial de Ensayos Nucleares (PTBT, por sus siglas en inglés: Partial Test Ban Treaty). En él se prohibieron los ensayos en la atmósfera, en el espacio exterior y en el mar, con la excepción de los ensayos subterráneos. El acuerdo consiguió reducir de forma clara la emisión de partículas radioactivas a la atmósfera, a pesar de que Francia y China no

firmaron el acuerdo y continuaron realizando explosiones en la atmósfera durante algunos años más.

La primera detonación nuclear de la historia (conocido como Trinity Test) se produjo el 16 de julio de 1945 en Alamogordo, estado de Nuevo México y liberó una energía de 21 kilotones. Esta primera prueba de un arma nuclear fue el punto cúlmine del Proyecto Manhattan, iniciado en 1942 y desarrollado en el Laboratorio Nacional de los Álamos. El éxito del Trinity Test fue el paso previo a la devastación de la ciudad japonesa de Hiroshima el 6 de agosto de 1945, con un artefacto al que se llamó *Little Boy* (en honor a Franklin D. Roosevelt), en el que se utilizó U como material de fisión. Tres días más tarde, sobre la ciudad de Nagasaki se lanzó la bomba *Fat Man* (nombre que refería a Winston Churchill). En esta ocasión el material de fisión utilizado fue Pu [SIPRI 2018].

Los ensayos realizados, en más de 60 localizaciones alrededor del globo, han liberado al medio ambiente una considerable cantidad de elementos radioactivos. Los mismos seguirán presentes durante generaciones, pudiendo provocar un efecto perjudicial en el medio ambiente y en la salud de la población mundial [UNSCEAR a]. El hemisferio norte se encuentra más contaminado que el hemisferio sur, como consecuencia de la mayor cantidad de ensayos nucleares realizados [UNSCEAR b] (Estados Unidos, la Unión Soviética y China realizaron el 90% del total de los ensayos en zonas localizadas en el hemisferio norte, mientras Reino Unido y Francia realizaron el 10% restante en el hemisferio sur), los ataques de Hiroshima y Nagasaki, y los accidentes de Chernóbil y Fukushima. Este hecho se debe a que las corrientes de aire de ambos hemisferios son prácticamente independientes, por lo que la contaminación atmosférica generada en un hemisferio permanece prácticamente confinada en el hemisferio de origen.

Estados Unidos es el país que más ensayos nucleares ha realizado. Después de usar armas nucleares en Hiroshima y Nagasaki, continuó con los ensayos en varios atolones e islas del Océano Pacífico hasta 1962. La primera bomba de hidrógeno fue detonada en 1951 en el atolón de Eniwetok, de las Islas Marshall. Conforme su programa de ensayos nucleares avanzaba, surgió, por razones logísticas, la necesidad de un campo de ensayos más cercano. Los ensayos fueron trasladados al campo conocido como Nevada Test Site, en el estado de Nevada, donde se comenzaron a realizar ensayos atmosféricos que gradualmente se convirtieron exclusivamente en subterráneos.

Entre 1949 y 1990, la Unión Soviética llevó a cabo 715 ensayos nucleares, en los que 969 dispositivos fueron detonados [Podvig 2001]. En el campo de pruebas de Semipalatinsk se realizaron 456 ensayos. Después de la desaparición de la Unión Soviética, Kazajistán cerró el área de ensayos de Semipalatinsk, y solicitó a la IAEA que realizara un estudio para determinar el grado de contaminación del lugar. Los resultados revelaron la existencia de un alto nivel de residuos radioactivos en las zonas cero del campo [IAEA, 1998].

El Reino Unido realizó su primer ensayo nuclear en octubre de 1952 en Monte Bello, una isla deshabitada en la costa oeste de Australia. Un año más tarde, los ensayos se trasladaron a Emu Field y Maralinga, al sur del continente australiano, donde se llegaron a realizar 11 ensayos en la atmósfera. Estos ensayos tuvieron graves consecuencias en el medio ambiente y afectaron a la población aborigen, como recogen diversos informes, algunos del propio gobierno australiano [Emu Field]. Durante 1957 y 1958, el Reino Unido realizó nueve ensayos nucleares en sus

posiciones en el Océano Pacífico, en las islas de Malden y Christmas y entre marzo de 1962 y noviembre de 1991 realizó 24 ensayos subterráneos en el Nevada Test Site en cooperación con Estados Unidos. En total realizó 45 ensayos nucleares.

Francia realizó su primer ensayo en el desierto de Argelia en 1960. Cuando Argelia consiguió su independencia en 1962, Francia trasladó su campo de ensayos a los atolones de Mururoa y Fangataufa, en la Polinesia Francesa, en donde se retomaron las pruebas en 1966. A partir de 1974, debido a las críticas y protestas internacionales, dejó de hacer ensayos en la atmósfera y continuó haciéndolos subterráneos. En 1996, Francia clausuró todas sus instalaciones para pruebas nucleares. En total, llevó a cabo 210 explosiones, 17 en el desierto de Argelia y 193 en la Polinesia francesa.

China realizó todas sus pruebas nucleares en el campo de ensayos de Lop Nor, en el desierto situado en la región Uyghur de Xinjiang, próxima a la frontera con Kazajistán. El primer ensayo con una bomba de fisión lo realizó en 1964, y la primera prueba con una bomba de hidrógeno en 1966. Todos sus ensayos fueron en la atmósfera hasta 1980, los siguientes fueron subterráneos. En julio de 1996, China anunció el fin de sus ensayos nucleares. En total realizó 45 pruebas.

India comenzó su programa nuclear en los años cincuenta, lo que le permitió realizar su primer ensayo en 1974. En mayo de 1998, llevó a cabo dos nuevos ensayos en Pokhran, en el desierto de Rajastán, uno de ellos termonuclear. Por su parte, Paquistán inició su programa nuclear en 1972. Realizó dos ensayos nucleares en 1998, como respuesta a los ensayos de India de ese mismo año. El primer ensayo se realizó en Ras Koh, en las montañas de Chagai en Baluchistán, y el segundo en el desierto de Kharan, ambos lugares próximos a la frontera con Afganistán. Después de los ensayos, India declaró una moratoria en sus pruebas nucleares, y Pakistán manifestó que haría lo mismo, mientras India no incumpliera su moratoria.

En 1967, la República Democrática Popular de Corea, con el apoyo y asesoramiento de la Unión Soviética, construyó un reactor nuclear con fines de investigación. En los años ochenta, consiguió construir un reactor con capacidad de producir plutonio para uso militar. Para disponer de armas nucleares realizó ensayos en 2006, 2009, 2013, 2016 y 2017 en Punggye-ri, al noreste de la península. En las declaraciones oficiales que realizó Pyongyang en relación con los ensayos realizados el 6 de enero de 2016 y el 3 de septiembre de 2017, aseguró que se trataron de ensayos termonucleares.

No todas las explosiones tuvieron un fin bélico. Del orden de 30 detonaciones tuvieron una finalidad civil. Estos ensayos fueron utilizados en investigaciones sismológicas y mineras, y también para estudiar la posibilidad crear cavidades subterráneas donde almacenar gas o construir canales para conectar ríos. Es difícil encontrar diferencias con los ensayos de propósito militar, pues en ambos casos los dispositivos nucleares detonados eran exactamente iguales, e incluso de las explosiones nucleares pacíficas se obtuvieron experiencias para el desarrollo del armamento nuclear.

Los radionucleidos antropogénicos no son sólo un residuo no deseado de la industria nuclear. Si bien existen más de 2400 radionucleidos naturales, la mayoría de ellos no son de utilidad para aplicaciones tecnológicas, industriales o médicas por tener una semivida extremadamente corta o extremadamente larga, por ser muy pesados, ser muy tóxicos, por tener muy baja abundancia o ser difíciles de obtener. Es por esto por lo que muchos radionucleidos son “fabricados” con

diversos fines pacíficos, como el ^{99}Mo , que se extrae de los productos de fisión en reactores nucleares, o el ^{60}Co , ambos de amplio uso en Medicina Nuclear.

El procedimiento empleado para obtener radionucleidos es mediante reacciones nucleares. Este es un proceso en el cual se bombardea un núcleo-blanco con una partícula-proyectil (con una cierta energía cinética) para obtener un nuevo núcleo por un proceso no natural ni espontáneo (aunque, como mencionamos anteriormente, reacciones de este tipo pueden ocurrir naturalmente, por ej., en la alta atmósfera). Fue Rutherford quien, en 1919 sugirió que una partícula con suficiente energía cinética podría penetrar en un núcleo, produciéndose un reordenamiento de los nucleones que da lugar a un nuevo núcleo con distintos números atómicos y másicos. Este proceso se ha ido desarrollando y perfeccionando y hoy en día los radionucleidos obtenidos mediante reacciones nucleares tienen amplio uso en aplicaciones médicas, industriales o investigación.

La radioactividad generada en actividades como reactores nucleares, laboratorios de investigación, centros de Medicina Nuclear u otras industrias que implican el manejo de materiales radioactivos puede ser controlada en forma muy eficiente, evitando la llegada de los materiales y desechos radioactivos al medio ambiente y evitar así la exposición de la población. Sin embargo, la exposición debida a la precipitación radioactiva consecuencia de los ensayos nucleares o accidentes es tan ineludible e incontrolable como la exposición a la radioactividad natural.

Cuando ocurren accidentes o se realizan ensayos atmosféricos de bombas nucleares, enormes cantidades de partículas radioactivas son liberadas. Algunos radionucleidos contaminan la zona más próxima al lugar del accidente, y otros dan cuenta de la contaminación global, pudiendo ser transportados largas distancias por los vientos, con la posterior precipitación en la superficie terrestre por depósito húmedo o seco (*fallout*), contaminando el suelo, pero también pastos, plantas, y aguas. A modo de ejemplo, uno de los productos de fisión del ^{235}U , el ^{137}Cs se encuentra distribuido sobre la superficie terrestre por acción del hombre, ya sea por las detonaciones nucleares o por accidentes en centrales nucleares. La radiactividad emitida por el decaimiento del ^{137}Cs es detectable en toda la superficie del planeta con distintos niveles de intensidad. El ^{137}Cs presenta mayor concentración en el hemisferio norte, ya que allí se produjeron la mayoría de los ensayos nucleares, las detonaciones de Hiroshima y Nagasaki y los accidentes de Chernóbil y Fukushima.

En este punto debemos mencionar una diferencia fundamental entre la explosión de una bomba nuclear y una explosión en un reactor nuclear. De hecho, por diseño, un reactor nuclear no puede convertirse en una bomba nuclear, aunque es posible que ocurran explosiones térmicas (Chernóbil) y químicas (Fukushima). Por esa razón es que en los entornos de estos sitios no se han producido las destrucciones a gran escala como en Hiroshima o Nagasaki. La principal consecuencia de una explosión de un reactor nuclear es la liberación de material radioactivo a la atmósfera que luego se deposita en el ambiente. Las consecuencias de estas emisiones sin control dependerán de las condiciones meteorológicas (en particular viento y lluvia) y el tipo y extensión de la zona afectada. El accidente de Chernóbil mostró que, en caso de una catástrofe nuclear, la contaminación del suelo podría extenderse sobre grandes áreas, con zonas muy poco afectadas y niveles muy por encima del nivel natural en otras. Esto es muy diferente

al caso de una explosión nuclear, donde pueden contaminarse vastas áreas por encima de niveles letales de exposición.

En el caso del accidente nuclear ocurrido en Fukushima en 2011, lo que se produjo fue un terremoto seguido de un tsunami. Si bien los reactores en la zona de la catástrofe natural (diez reactores) no sufrieron daños y los núcleos de los reactores no se vieron afectados, los sistemas eléctricos primarios y de apoyo salieron de servicio, dejando sin refrigeración a los reactores, lo que produjo un sobrecalentamiento que incrementó la presión en el interior de los reactores, y al no poder ser controlada, se produjo la explosión (al igual que ocurre con una garrafa al ser calentada por encima de cierta temperatura), liberando parte del material radioactivo contenido en los reactores que explotaron. Más información sobre los accidentes de Chernóbil y Fukushima se puede encontrar en [Desimoni].

Los accidentes de Chernóbil y Fukushima son los más conocidos y con mayor impacto, pero no fueron los únicos acontecidos con consecuencias graves en el medio ambiente y con víctimas fatales. Entre los accidentes más importantes sucedidos podemos citar:

- En el complejo nuclear de Mayak, Unión Soviética, se han producido numerosas fugas radioactivas, que han hecho que en la actualidad se trate de uno de los puntos más contaminados del planeta. Las tres fugas radioactivas más importantes fueron un derrame de materiales radioactivos en el río Tech (que no fue un accidente), la explosión en un edificio de almacenamiento de residuos nucleares en 1957 y una tormenta de viento que esparció materiales radioactivos que provenían de sedimentos del lago Karachay en 1967. Sumando todas las fugas nucleares se cree que la actividad total liberada al medio ambiente desde 1948 hasta 1990 fue de 55.000 PBq, una cantidad mayor que la liberada en el accidente nuclear de Chernóbil, que fue de unos 52.000 PBq. En el caso del derrame de residuos en el río Tech, aunque todavía no está claro qué consecuencias ha supuesto para la salud de las personas de la zona, se cree que unas 124.000 personas recibieron dosis importantes de radiación [Mayak].

- Accidente nuclear de Kyshtym. Este accidente tuvo lugar el 29 de septiembre de 1957, es el tercero más grave que se ha producido en la historia, detrás de los de Chernóbil y Fukushima. Una falla en el sistema de refrigeración de un tanque que contenía entre 70 y 80 toneladas de residuos radioactivos provocó una explosión química (no nuclear) que liberó al medio ambiente entre 74 y 1850 PBq. Las consecuencias del accidente fueron muy importantes, aunque no hubo ningún trabajador fallecido directamente por la explosión [Kyshtym].

- El accidente nuclear de la central nuclear de Three Mile Island se produjo el 28 de marzo de 1979, un año después de la puesta en funcionamiento de la unidad 2. El accidente se produjo por una combinación de errores de diseño y de operación, causando una pérdida gradual de refrigerante, lo que llevó a una fusión parcial del núcleo del reactor. Se liberó una cantidad desconocida de gases radioactivos a la atmósfera, por lo que las lesiones y enfermedades que se han atribuido a este accidente solo pueden deducirse a partir de estudios epidemiológicos.

- Accidentes en Chalk River. El primer accidente ocurrió el 12 de diciembre de 1952. El reactor NRX sufrió un fallo en el apagado que, junto con varias malas decisiones de los operadores de las instalaciones, provocaron una reacción en cadena de fisión nuclear que aumentó en más del doble la potencia del reactor nuclear, lo que provocó una explosión que destruyó su núcleo,

provocando un derrame de combustible nuclear y la liberación de productos de fisión nuclear a la atmósfera, junto con un millón de litros de agua contaminada. El agua contaminada tuvo que ser bombeada fuera de sótano y se vertió en zanjas poco profundas, cerca del río Ottawa. El núcleo del reactor no pudo ser descontaminado, sino que tuvo que ser enterrado como residuo radioactivo. En su lugar se colocó un nuevo reactor nuclear, aún más potente, para poder continuar con el funcionamiento de la central. En 1958, varias varillas metálicas de combustible nuclear de uranio del reactor NRU del complejo se sobrecalentaron y se rompieron en el interior del núcleo del reactor. Una de las barras dañadas se incendió y se partió en dos, mientras estaba siendo eliminada de la base por una grúa robótica. La quema de combustible nuclear liberó productos de fisión nuclear en todo el edificio del reactor de Chalk River, zonas de acceso al edificio, así como un área importante a favor del viento en el sitio del reactor. Más de 600 hombres fueron necesarios sólo para la limpieza del NRU. Los informes oficiales destacan que la mayor parte de las dosis de radioactividad registrados no superaron los niveles máximos de exposición permitidos para los trabajadores en instalaciones nucleares y que no hubo efectos adversos en la salud causados por las exposiciones a la radiactividad. Sin embargo, no se ha realizado ningún seguimiento médico para ver si la población de hombres involucrados en los accidentes de Chalk River mostraron una incidencia más alta de lo normal de cáncer.

- El accidente nuclear de Windscale fire, también conocido como Sellafield (Reino Unido), ocurrió el 10 de octubre de 1957. El recocado del moderador de grafito en un reactor militar enfriado por aire hizo que el grafito y el combustible metálico de uranio se incendiaran, liberando material radioactivo como polvo en el medio ambiente.

- La contaminación radioactiva en Goiania ocurrió en dicha ciudad brasileña el 13 de septiembre de 1987. Una fuente de ^{137}Cs que quedó en un hospital abandonado fue recuperada por chatarreros que desconocían su naturaleza radioactiva. 249 personas fueron contaminadas y 4 murieron. Antes del accidente de 1987, las normas que regulan el control del transporte y el movimiento de sustancias radioactivas utilizadas en la medicina y la industria en todo el mundo no eran lo suficientemente estrictas. Luego del accidente, los estándares y conceptos fueron revisados y enmendados y se estableció un control más estricto para su observancia. La IAEA ha introducido normas de seguridad estrictas para las fuentes radioactivas, cuyo desarrollo fue patrocinado conjuntamente por varias organizaciones internacionales [Goiania].

- Un accidente similar al de Goiania, ocasionado por una fuente perdida de ^{60}Co de un hospital, ocurrió en Ciudad Juárez, México. Unas 4.000 personas tuvieron algún grado de exposición. Pese a este elevado número de afectados, hasta la actualidad no hay certeza de cuántas víctimas con padecimientos a largo plazo dejó el incidente, además de que no hubo un seguimiento de las autoridades sanitarias sobre las personas más expuestas [Ciudad Juárez].

- El accidente nuclear de Tokaimura, Japón. El accidente nuclear tuvo lugar el 30 de septiembre de 1999, en una instalación para producir polvo de óxido de U concentrado a partir de la transformación de UF_6 . En este proceso, el día del accidente y por un error humano, se alcanzó la masa crítica necesaria para que se iniciara una reacción de fisión nuclear en cadena autosostenida, acompañada de la emisión de neutrones y radiación gamma. Si bien no hubo explosión, el resultado de la reacción nuclear fue una intensa emisión de radiación gamma y de neutrones. La reacción de fisión nuclear en cadena continuó de forma intermitente durante

aproximadamente 20 horas, la radiación de neutrones cesó junto con la reacción en cadena, pero durante algún tiempo el nivel de radiación gamma residual de los productos de fisión permaneció por encima de los niveles seguros. Por este motivo, fue necesario instalar una protección temporal de bolsas de arena y otros materiales. La mayoría de los productos de fisión volátiles permanecieron dentro del edificio y luego se recolectaron utilizando filtros de aire de alta eficiencia. Sin embargo, algunos de los gases nobles radioactivos y el ^{131}I se liberaron a la atmósfera.

El accidente afectó directamente a tres operarios que tuvieron que ser hospitalizados, dos de ellos en condiciones críticas, y que murieron uno a las 12 semanas y otro, transcurridos 7 meses. 56 trabajadores más de la planta se vieron expuestos a la radioactividad, de los cuales, al menos 21 personas recibieron dosis importantes y tuvieron que estar bajo evaluación médica. En un radio de 200 metros alrededor de la instalación fue restringido el acceso, y de forma adicional, las autoridades japonesas establecieron medidas de evacuación de 161 personas en un radio de 350 metros de la planta. Como medida preventiva, las 310.000 personas que vivían a 10 km fueron avisadas para que no salieran de sus hogares, hasta que la situación estuviera bajo control, durando su confinamiento 18 horas.

- El accidente de Buenos Aires. El 23 de septiembre de 1983, mientras se reconfiguraba el núcleo del reactor de investigación de baja potencia RA-2 del Centro Atómico Constituyentes, un accidente por mal manejo del reactor y saltar medidas de seguridad provocó que el operador, un técnico con 14 años de experiencia (Osvaldo Rogulich) recibiera una dosis letal de radiación γ y de neutrones. Murió a los dos días. Otras 17 personas recibieron dosis mucho menores de radiación [RA-2].

- El 19 de octubre de 1989 se produce un accidente nuclear en la central de Vandellós I. Ese día se inició un incendio en el generador eléctrico debido a un fallo mecánico. De forma indirecta, este incendio provocó una inundación de agua de mar en la zona del reactor nuclear que provocó la inoperatividad de algunos de los sistemas de seguridad. El incidente de la central nuclear de Vandellós I no produjo escape de productos radioactivos al exterior, ni fue dañado el núcleo del reactor y tampoco hubo contaminación dentro del emplazamiento.

Residuos nucleares

Los residuos han acompañado a las sociedades humanas desde sus orígenes y lo seguirán haciendo. Durante siglos no hubo normas para su manipulación y era (y es) usual su disposición en sitios cercanos a los sitios de residencia. Estas prácticas se han ido modificando, principalmente en los países desarrollados. En el caso de los residuos radioactivos, la sociedad ha adoptado una filosofía diferente a los domiciliarios o industriales: en lugar de dispersarlos y diluirlos en el medio ambiente se los confina. Por primera vez se gestiona conjuntamente la explotación de un nuevo desarrollo tecnológico y la planificación de la gestión de los residuos producidos por dicho uso, de forma que no originen un impacto negativo al ser humano y el medio ambiente.

La producción de energía nuclear trae aparejada la obtención, purificación, y elaboración del combustible nuclear y su posterior tratamiento para recuperar los elementos fisionables y la

disposición final del combustible quemado remanente. Estos son los procesos que contribuyen en mayor medida a la generación de residuos y efluentes. A esto debemos agregar los residuos generados en los reactores de investigación, la producción de radionucleidos y su uso en medicina, industria e investigación y la clausura y desmantelamiento de Instalaciones nucleares.

Se define como residuo radioactivo a *“todo material que contiene o está contaminado con radionucleidos en concentraciones/actividades superiores a niveles establecidos por las autoridades regulatorias de cada país y para los cuales no está previsto un posterior reciclado”*. Estos residuos pueden ser líquidos, gaseosos o sólidos. Cuanto mayor sea la actividad, más peligroso es el residuo. El grado de peligrosidad depende también de la naturaleza de los radionucleidos que contiene.

La disposición segura de estos residuos está regulada por el *Comité Internacional de Radioprotección (ICRP, International Committee of Radioprotection)*. La IAEA ha elaborado los siguientes principios de gestión de residuos radioactivos:

- i. Deben ser administrados de modo que se aseguren niveles aceptables de protección a la salud humana.*
- ii. Deben ser administrados de modo que se aseguren niveles aceptables de protección del medio ambiente.*
- iii. Deben manejarse de modo tal de proteger la salud humana y el medio ambiente fuera de los límites territoriales de los países.*
- iv. Deben manejarse de modo de poder predecir impactos en la salud de futuras generaciones de forma tal que no produzcan impactos mayores que los actuales.*
- v. Deben ser administrados de modo que no representen una carga para las generaciones futuras.*
- vi. Deben administrarse dentro de marcos regulatorios nacionales incluyendo la adjudicación de responsabilidades y funciones regulatorias independientes.*
- vii. La generación de residuos debe ser la mínima posible.*
- viii. Deben tenerse en cuenta las interrelaciones entre todas las etapas de producción de residuos.*
- ix. Las condiciones de seguridad de los residuos deben garantizarse durante toda su existencia.*

En algunos países, estos principios son aplicados por las agencias locales que establecen las regulaciones, verifican los procedimientos de disposición de residuos, aprueban o rechazan estos procedimientos, garantizan las autorizaciones, realizan inspecciones periódicas, y penalizan violaciones a las regulaciones, entre otros procedimientos. En Argentina la gestión de residuos está regulada por la Ley N° 25.018 - Régimen de Gestión de Residuos Radioactivos (1998).

Existen dos formas globales de administración de residuos: dilución-dispersión y concentración-confinamiento. Históricamente, el primer método ha sido utilizado para residuos levemente contaminados tales como efluentes del almacenamiento de combustible gastado en piletas de plantas nucleares y del procesamiento del combustible nuclear. Estos residuos, con muy bajas concentraciones de radionucleidos, son descargados directamente al medio ambiente. Estas descargas ocurren en dos formas: gases y material particulado, que son liberados a la

atmósfera, mientras que líquidos, sustancias solubles y sólidos en suspensión pueden ser descargados a ambientes marinos o ríos. Para estos residuos, el cumplimiento de los límites autorizados puede ser verificado y controlado realizando monitoreos ambientales y evaluando su impacto.

En el caso de concentración-confinamiento, el residuo, generalmente en forma sólida, es aislado del ambiente para minimizar escapes de material radioactivo al medio ambiente y posibles exposiciones por parte de la población. Los residuos con vidas medias de pocos años se almacenan en forma segura en sitios controlados hasta que el decaimiento reduzca su actividad a niveles adecuados. Líquidos y gases que contienen radionucleidos con vidas medias de pocos días o semanas también se pueden almacenar hasta que su actividad se hace lo suficientemente baja. Los residuos con radionucleidos de vidas medias largas deben ser aislados apropiadamente del ambiente en repositorios. En el caso de radionucleidos de vidas medias muy largas es necesario evaluar en forma continua los repositorios por largos períodos de tiempo. Dependiendo de la actividad y el tiempo de almacenamiento necesario los residuos son agrupados de la siguiente manera:

- i. De baja actividad: requieren un tiempo de aislamiento del orden de 50 años.
- ii. De media actividad: requieren tiempos de almacenamientos del orden de 300 años.
- iii. De alta actividad: provienen de las barras de combustible o su reprocesamiento, necesitan un aislamiento mayor a 300 años en matrices vítreas o cerámicas y contenedores para ser transformados en productos sólidos estables para su almacenamiento definitivo. Una vez inmovilizados en las matrices y contenedores se los aísla empleando sistemas de barreras múltiples naturales (formaciones geológicas) y/o artificiales (barreras ingenieriles).

El volumen de residuos radioactivos generados es extraordinariamente pequeño si se lo compara con la de los residuos urbanos. A modo de ejemplo, el volumen de residuos radioactivos generados en un año por las centrales nucleares argentinas, Atucha I, II y Embalse es del orden de 30 m³, lo que equivale a unos cinco camiones de residuos completos por año. Este volumen es una ínfima fracción de los desechos generados por los habitantes de una ciudad en un solo día. A modo de ejemplo, la ciudad de Buenos Aires produce 6.000 toneladas de residuos por día, el equivalente a más de 600 camiones completos por día.

Entre los residuos provenientes del ciclo del combustible nuclear se incluyen los originados en la minería, el combustible gastado, los generados en la operación y mantenimiento de las instalaciones, el equipamiento y dispositivos utilizados en las prácticas de descontaminación y el desmantelamiento de las plantas. La minería y el procesamiento del material extraído generan grandes cantidades de residuos sólidos y líquidos, debido a que el metal de interés es sólo una pequeña fracción de la roca extraída, produciendo modificaciones químicas ambientales y la acumulación de metales pesados, generalmente transportados por aire y agua. Los residuos de las minas de uranio contribuyen al radón global en aproximadamente 10×10^{16} Bq/a de ²²²Rn.

Los procesos de producción de radionucleidos para usos industriales, de investigación y médicos producen pequeñas cantidades de residuos radioactivos. Comprenden sólidos y líquidos de diferentes actividades y contienen principalmente radionucleidos de vidas medias cortas, productos de fisión y transuránicos. Los residuos originados en las prácticas médicas, de

investigación e industriales son sólidos y líquidos de escaso volumen y con radionucleidos de vidas medias en general muy cortas. Fuentes encapsuladas, utilizadas en algunas prácticas médicas o industriales, pueden tener semividas relativamente largas (unos años) y altos niveles de actividad. Este tipo de fuentes son las que generaron los incidentes radiológicos de Goiana y Ciudad Juárez.

Las prácticas de reciclado tienen limitaciones en el caso de la industria nuclear dado que los radionucleidos son difíciles de recuperar del material contaminado y la recuperación supone la concentración de especies en menores volúmenes, resultando así un material más peligroso desde el punto de vista radiológico. Por esta razón, aún materiales que contienen grandes cantidades de radionucleidos como las fuentes selladas utilizadas en la industria, son generalmente inmovilizados y almacenados en lugar de ser reciclados.

La gestión de protección del medio ambiente y de la población se basa en la interposición entre el residuo y el medio ambiente y la población de un conjunto de múltiples barreras químicas, físicas y geológicas para impedir la llegada de los nucleidos al hombre y al medio ambiente. Las barreras químicas inmovilizan los nucleidos, las físicas permiten contener y confinar los residuos inmovilizados simplificando su manejo y transporte y las barreras geológicas detienen y retrasan la dispersión en el medio ambiente, si las dos barreras anteriores fallan. Los residuos de actividad media y baja son generalmente compactados, incinerados, precipitados o filtrados y luego inmovilizados en matrices de cemento, bituminosas o poliméricas para su acondicionamiento en contenedores de acero al carbono o de hormigón. Los residuos de alta actividad después de permanecer en el reactor de 2 a 5 años son colocados en piletas de almacenamiento donde se enfrían y decae su actividad por un periodo no menor a 10 años. El agua cumple dos propósitos: sirve como blindaje para reducir los niveles de radiación y para refrigerar los elementos combustibles que continúan produciendo calor por algún tiempo. La temperatura del agua es monitoreada constantemente para mantenerla entre los 30 y 45° C. Luego, los elementos combustibles pueden ser almacenados en seco en silos de hormigón reforzado o contenedores de acero especialmente contruidos, herméticamente sellados para asegurar que no se libere material radioactivo al medio ambiente. Los repositorios nucleares deben cumplir con ciertas condiciones, como por ejemplo ser suelos geológicamente estables, que no estén localizados en zonas sísmicas y que no haya posibilidad que los residuos alcancen ríos o acuíferos. En general, galerías subterráneas en antiguas minas de sal cumplen estas condiciones.

Acumulación de radionucleidos naturales por la industria

Como ya discutimos, los elementos radiactivos forman parte de nuestro planeta. Por lo tanto, cualquier material contiene nucleidos radioactivos en forma natural. A estos materiales se los denomina *NORM*, por las iniciales en inglés de *Naturally Occurring Radioactive Materials*. El procesamiento de materiales que se realiza en el marco de las actividades humanas, sobre todos las actividades mineras e industriales a gran escala hace que la distribución de radionucleidos naturales en el medio ambiente pueda verse alterada. A estos materiales o sistemas cuya concentración de elementos radioactivos naturales ha sido modificada por actividades humanas

se los denomina *TENORM* (por las iniciales en inglés de *Technological Enhanced Naturally Occurring Radioactive Materials*).

La minería en general, y la del U en particular, es una de las fuentes de TENORM. La extracción a cielo abierto genera grandes cantidades de material con concentraciones de U y sus productos de decaimiento en general superiores a las naturales debido a la acumulación de los residuos. La minería subterránea genera cantidades menores de rocas residuales con contenido de U, ya que la mayor parte de ellas vuelve a ingresar a las galerías. El mineral extraído (un 90-95% del mineral de U) es tratado para obtener concentrados de U en forma de óxidos dejando como desechos la mayoría de los productos de decaimiento, de vida media larga y actividad baja. Además de los radionucleidos, quedan como residuos productos químicos tales como As y metales pesados, usados en el procesamiento.

Industrias no nucleares también generan TENORM. La minería y el procesamiento de rocas y arenas para la obtención de metales generan grandes cantidades de residuos sólidos y líquidos, ya que el metal de interés es sólo una pequeña fracción de la roca extraída. Los residuos pueden tener elevadas concentraciones TENORM dependiendo del mineral original y del método de procesamiento. Entre estos residuos se pueden encontrar lantánidos, tierras raras, fosfatos de Y y altas concentraciones de ^{226}Ra (1.6 Bq/kg) y Th.

Las industrias y la producción de energía basadas en la quema de carbón o petróleo liberan al medio ambiente los radionucleidos primordiales que contienen. La actividad específica del carbón depende del tipo y de la región de donde se extrae el mineral (ver tabla 5.5). En la combustión del carbón o cualquier combustible fósil la mayor parte del material se convierte en cenizas que pueden ser dispersadas en el medioambiente en las que se concentran los radionucleidos. Asimismo, las chimeneas sin filtros dispersan los elementos radioactivos, contaminando las matrices ambientales y exponiendo a la población. La extensión espacial de estas descargas depende de diversos factores: la temperatura de la combustión, la eficacia de los sistemas de filtrado de las chimeneas, los factores climáticos y topográficos, entre otros.

Nucleido	Actividad específica (Bq/kg)
^{210}Po	250
^{210}Pb	250
^{228}Th	190
^{238}U	120-140
^{234}U	120-140
^{226}Ra	120-140

Tabla 5.5. Actividad específica (promedio) de diferentes radionucleidos presentes en carbón.

En el caso de la industria petroquímica, el residuo de mayor relevancia desde el punto de vista TENORM es el agua de producción, debido a la contaminación química de la misma. Adicionalmente, el acarreo de radionucleidos desde el interior de la Tierra a la superficie por el gas y el agua puede producir contaminaciones de acuíferos. El gas natural contiene Rn. Sin embargo, debido al decaimiento durante su almacenamiento y distribución se produce una disminución de su concentración al momento de utilizarlo.

Las rocas que contienen fosfato son la materia prima de un gran número de materiales, como por ejemplo fertilizantes. Los fosfatos contienen concentraciones de ^{238}U y sus productos de decaimiento generalmente más elevados que los del suelo. El procesamiento de estas rocas implica descargas al medio ambiente en forma de polvo y aguas con cantidades significativas de radionucleidos naturales y residuos. Esto produce alteraciones en las concentraciones naturales, particularmente de ^{210}Po . En la Tabla 5.6, se presentan las actividades globales de radionucleidos descargados a la atmósfera por diferentes industrias.

Industria	Atmósfera (GBq/a)		Agua (GBq/a)	
	^{238}U	^{40}K	^{238}U	^{40}K
Transporte de Fósforo	0,07	0,008	0,18	0,013
Transporte de Fertilizantes	0,02	0,001	0,07	0,002
Transporte de Fe y aceros	0,01	0,01	0,03	0,04
Planta de energía de carbón	0,16	0,27	0,004	0,011
Transporte de Coke	0,001	0,004	0,088	
Cemento	0,2	0,4	0,002	
Cerámica	0,03	0,14		
Arenas	0,97			
Pigmentos de Ti	0,001			

Tabla 5.6. Descargas al medio ambiente por diferentes industrias no nucleares.

Otros usos de los radionucleidos

Existen muchos productos que utilizan radionucleidos para su funcionamiento, como dispositivos eléctricos de protección contra altos voltajes, dispositivos antiestáticos, cerámicas y vidrios que tienen Th o U como pigmentos. Algunos radionucleidos son utilizados como trazadores en investigación y en la industria para estudiar procesos biológicos, químicos y físicos. Ejemplos de estas aplicaciones son el diagnóstico y tratamiento de enfermedades, determinación de ciclos metabólicos, dinámica de sedimentos, estudios de cuencas de aguas superficiales y subterráneas, erosión de suelos, interconexión de yacimientos, perfilado de pozos, dinámica de oleoductos y determinación de tiempos de transporte en hornos de cemento, entre otros. También se utilizan las radiaciones ionizantes para la preservación de alimentos, esterilización de materiales médicos y control de plagas mediante la esterilización de insectos (ver Tabla 3.11 en la referencia [Desimoni])

Referencias

- [Arnaud] Arnaud, M. I., Canoba, A. C., López, F. O. y Oliveira, A. A. (1998). Mediciones de gas radón en el interior de viviendas de la República Argentina, IV Congreso Regional en Seguridad Radiológica y Nuclear, La Habana, Cuba.
- [Campos Robles] Campos Robles, M. (2020). Los ensayos nucleares y los tratados para su prohibición. Global Strategy Report, 38/2020. <https://global-strategy.org/los-ensayos-nucleares-y-los-tratados-para-su-prohibicion/#:~:text=El%205%20de%20agosto%20de%201963%2C%20despu%C3%A9s%20de,mar%2C%20con%20la%20excepci%C3%B3n%20de%20los%20ensayos%20subterr%C3%A1neos>
- [Ciudad Juárez] <https://www.bbc.com/mundo/noticias-54429012>
- [Crossroads] <https://www.youtube.com/watch?v=gy6-ZKWCoH0>
- [Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente, Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- [Emu Field] Rawson, R., Davoren, P., Perkins, C. (1997). Status of rehabilitation of the Maralinga and Emu sites. Second conference on nuclear science and engineering in Australia. <https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/Public/29/016/29016308.pdf?r=1>; Lokan, K.H. (ed.). (1985). Residual radioactive contamination at Maralinga and Emu. <https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/Public/16/077/16077309.pdf?r=1>.
- [Goiania] <https://www.bbc.com/mundo/noticias-45740760>.
- [IAEA 1998] International Atomic Energy Agency (1998). Radiological conditions at the Semipalatinsk test site, Kazakhstan: Preliminary assessment and recommendations for further study". Reports Series, 1999. Informes sobre diferentes sitios contaminados por accidentes radiológicos o ensayos nucleares se pueden descargar de <https://www.iaea.org/publications/search/type/radiological-assessment-reports-series>
- [IAEA 1989] International Atomic Energy Agency. (1989). Measurement of Radionuclides in Food and the Environment. Technical Reports Series 295, https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/trs295_web.pdf
- [IAEA 2021] International Atomic Energy Agency. Nuclear power reactors in the world. https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/RDS-2-41_web.pdf
- [Jaworowski] Jaworowski, Z. (1982). Radionucleidos naturales y artificiales en el medio ambiente global, OIEA BOLETÍN, VOL. 24, n° 2. https://www.iaea.org/sites/default/files/24205683539_es.pdf
- [Kyshtym] Soran, D.M. y Stillman, D.B. (1982). Analysis of the alleged Kyshtym disaster (LA-9217-MS). <https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/Public/14/724/14724059.pdf?r=1>.
- [Maskevich] Maskevich, S. A., y Germenchuk, M. G. (2019). Radiation monitoring of the environment: innovative technologies and informatization. OP Conf. Series: Materials Science and Engineering 487, 012001. doi:10.1088/1757-899X/487/1/012001

- [Mayak] Akleyev, A. V., Krestinina, L., Yu, L., Degteva, M. O., y Tolstykh, E. I. (2015). Consequences of the radiation accident at the Mayak production association in 1957 (the 'Kyshtym Accident'), *Journal of Radiological Protection* 37, R19-R42, 20176. doi:10.1088/1361-6498/aa7f8d; Batorshin, G. Sh., Mokrov, Y. G. (2018). Experience and the results of emergency management of the 1957 accident at the Mayak Production Association. *Journal of Radiological Protection* 38, R1-R12. doi:10.1088/1361-6498/aa9cf9.
- [Podvig 2001] Podvig, P. (2001). *Russian strategic nuclear forces*, p. 439, 2001. Cambridge: MIT Press.
- [RA-2] <https://www.lanacion.com.ar/lifestyle/osvaldo-rogulich-tragica-historia-del-hombre-protagonizo-nid2254564>
- [SIPRI 2018] SIPRI Yearbook 2018: Armaments, Disarmament and International Security, p. 300-301. <https://www.sipri.org/sites/default/files/SIPRIYB18c06.pdf>
- [UNSCEAR], UNSCEAR. (2000), Sources and effects of ionizing radiation, Report of the General Assembly with Scientific Annexes, Vol. 1; UNSCEAR. (2008). Sources and effects of ionizing radiation, Report of the General Assembly with Scientific Annexes, Vol. 1.
- [UNSCEAR a] https://www.unscear.org/unscear/en/publications/2008_1.html
- [UNSCEAR b] UNSCEAR. (2000). Informe del Comité Científico de Naciones Unidas sobre los efectos de la radiación atómica, dirigido a la Asamblea General de UN. Se puede acceder en: <http://www.unscear.org/docs/reports/gareport.pdf>; UNSCEAR. (1993). UNSCEAR 1993 Report. Annex B: Exposures from man-made sources radiation, p. 98-100. <https://www.unscear.org/unscear/publications/1993.html>

Lecturas recomendadas

- Cooper, J. R., Randle, K., Sokhi, R. S. (2003). *Radioactive releases in the environment, impact and assessment*. Hoboken, Nueva Jersey: John Wiley & Sons.
- Fernández Niello, J. (2005). *Radioactividad en el medio ambiente*. Buenos Aires: Eudeba.
- Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). *Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad*. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- Valkovic, V. (2000). *Radioactivity in the environment. Physicochemical aspects and applications*, Amsterdam: Elsevier.

CAPÍTULO 6

Dosimetría

Vivimos en un planeta (más amplio, en un universo) radioactivo. Los radionucleidos forman parte de nuestro entorno, están presentes en el suelo, en los materiales que forman nuestras casas, en el aire que respiramos, el agua que bebemos, en la comida que ingerimos y en nuestro propio cuerpo. Por esto, estamos siempre expuestos a las radiaciones ionizantes emitidas por estos radionucleidos. A este nivel de radiación natural, que varía de punto a punto del planeta dependiendo de la composición del suelo o la altitud, se lo denomina *fondo natural* o simplemente *fondo*. No hay forma de evitar la exposición a este fondo natural.

Desde el descubrimiento de la radioactividad y del uso que ha hecho de ella el hombre, hemos agregado al inventario de radioactividad natural una contribución adicional, la *antropogénica*, al fondo natural. Y aquí surge una primera pregunta. ¿Cuán importante es este nivel de radioactividad antropogénica con respecto al fondo? Y tras ella ¿Es peligroso este nivel de radioactividad antropogénica? ¿Puede producir daños a la salud o cambios relevantes en el medio natural? Debemos decir aquí que, a diferencia del caso del fondo natural y salvo en casos de accidentes, se han establecido protocolos, medidas de seguridad y prácticas para mantener los niveles de radioactividad antropogénica en niveles que sean lo más bajo posible. Pero ¿Qué significa tan bajos como sea posible? ¿Son seguros estos niveles? Para responder estas preguntas es necesario cuantificar la exposición a la radiación ionizante y la probabilidad de daño. Para esto, es necesario evaluar la actividad de los emisores y el tipo de radiación emitida (α , β , γ , neutrones) y su energía, evaluar los niveles de exposición externa e interna, las vías de ingreso de los radionucleidos al cuerpo, la energía depositada por cada tipo de radiación y el tejido irradiado, entre otros factores.

A nivel celular la exposición a la radiación tiene carácter probabilístico, es no selectiva, no específica y es siempre dañina. En este punto, debemos mencionar que los efectos de la exposición a altos niveles de radioactividad en cortos períodos de tiempo son bien conocidos, ya que aparecen en forma inmediata y son fáciles de reconocer: vómitos, malestar, quemaduras e incluso la muerte. Además, existen grupos de personas que se han visto sometidas a este tipo y nivel de exposición: sobrevivientes de Hiroshima y Nagasaki, trabajadores que se vieron sometidos a altos niveles de radioactividad en accidentes, parte de las poblaciones y trabajadores de Chernóbil y Fukushima. Por el contrario, los efectos a largo plazo de la exposición crónica a bajos o muy bajos niveles de exposición (aún el fondo natural) no están comprendidos completamente. Entre los efectos de la exposición a estos bajos niveles de radioactividad se incluyen daños genéticos a las células (mutagénesis), daño a los cromosomas (clastogénesis) o el incremento en la probabilidad de desarrollar algún tipo de cáncer (carcinogénesis). Estos efectos son tardíos, pueden pasar años (incluso generaciones) hasta

que se manifiesten. Además, la exposición a las radiaciones ionizantes no es la única causa de este tipo de efectos. Por ejemplo, hábitos de vida o el consumo de ciertos productos (como cigarrillos) también aumentan la probabilidad de desarrollar cáncer, por lo cual es prácticamente imposible tener grupos de control (y directamente imposible tener grupos de personas no expuestas a radiaciones ionizantes). En este aspecto, las regulaciones referidas a protección radiológica se basan en el llamado *modelo lineal sin umbral* (LNT) [Cherry, NCRP]. Según el mismo, no hay “umbral de dosis” para la aparición de efectos a largo plazo y el riesgo aumenta linealmente con la dosis recibida [NCRP]. En este marco, podemos separar a los efectos de la exposición a la radioactividad en dos grupos: determinísticos y estocásticos (o probabilísticos). Los primeros tienen un umbral al partir del cual aparecen, por lo cual se pueden evitar si la dosis no supera el umbral, son tempranos y somáticos. Los efectos estocásticos no tienen umbral, son tardíos y pueden ser somáticos o hereditarios. Cualquier nivel de dosis genera un riesgo de que se produzcan efectos estocásticos, aún el fondo natural. En la figura 6.1 mostramos un esquema que ejemplifica la respuesta biológica (probabilidad de aparición de un efecto) en función de la dosis recibida para el caso de exposiciones a bajos y altos niveles de radiación.

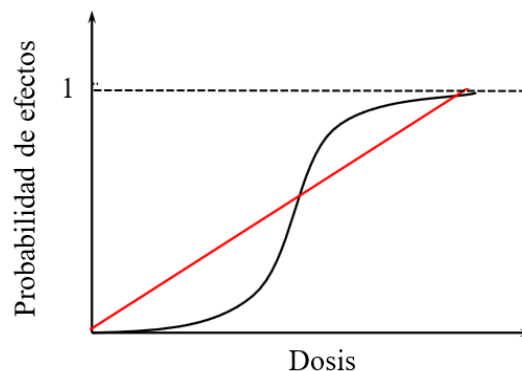


Figura 6.1. Respuesta biológica (probabilidad de aparición de un efecto en la salud) en función de la dosis de radiación para el caso de efectos determinísticos (curva negra) y estocásticos (curva roja).

En la actualidad, el modelo LNT se reconoce como muy simplificado y experimentos, datos y nuevos modelos más complejos muestran que tiene inconsistencias [UNSCEAR 2012, Rossi, Simmons] Incluso algunos científicos argumentan que bajos niveles de radiación tienen un efecto beneficioso sobre la salud y que estimulan el sistema inmune (*hórmesis*) [Feinendegen, Kaiser, Kondo, Wolff]. Varios trabajos sobre los efectos de dosis muy bajas de radiación ionizante reportaron que en estudios de laboratorio se había podido observar *hórmesis* ionizante, fenómeno de respuesta a dosis caracterizado por una estimulación en dosis bajas y una inhibición para dosis altas, con una curva de dosis respuesta en forma de U invertida [Calabrese, Duport]. Sin embargo, los resultados no son concluyentes y no se ha probado si la *hórmesis* por radiación ionizante puede manifestarse fuera del laboratorio, o en los seres humanos [Aurengo].

Más allá de la discusión sobre modelos, la conclusión más general es que la exposición a la que está expuesta la población debe mantenerse tan baja como sea posible. La importancia de

esta conclusión se ve reflejada en el caso de los trabajadores del área nuclear (médicos y personal de centros de Medicina Nuclear y de laboratorios de investigación, trabajadores de centrales nucleares e industrias en que se emplean materiales radiactivos, entre otros). Décadas de datos y buenas prácticas de trabajo han demostrado que los niveles de exposición a la radiación ionizante en laboratorios o instalaciones nucleares están muy por debajo de límites a partir de los cuales puede aparecer cualquier tipo de efecto inmediato y que los riesgos para el personal expuesto a la radiación ionizante en estos entornos de trabajo son muy bajos.

El estudio de los efectos biológicos de la exposición a bajos niveles de radiación ionizante, determinar una relación radiación incidente-efectos, la estimación de la exposición y la dosis absorbida por un individuo o grupo de individuos, la evaluación de los riesgos para la salud y el efecto de estos estudios sobre las regulaciones y el enunciado de normas de radioprotección es el campo de la *dosimetría*, área de investigación muy activa en la actualidad.

Para poder cuantificar los niveles de exposición a las radiaciones ionizantes y los posibles daños a la salud que ésta puede ocasionar se definen diferentes magnitudes como la exposición, la dosis absorbida, la dosis equivalente y la dosis efectiva. En este capítulo describiremos estas magnitudes dosimétricas y veremos como calcular dosis para algunas situaciones de exposición interna o externa. Retomaremos la discusión presentada en el capítulo anterior sobre fuentes naturales y antropogénicas, pero ahora cuantificaremos la dosis producida por diferentes fuentes y veremos el peso relativo de cada una en la dosis total.

La magnitud dosimétrica base. Actividad

La primera unidad dosimétrica, por la que debemos empezar para cuantificar niveles de radiación ionizante, ya la discutimos en el Capítulo 4: la actividad de una muestra. La actividad (A) es el número medio de desintegraciones por unidad de tiempo que experimenta una muestra radioactiva. Por completitud recordemos que la unidad de A en el Sistema Internacional es el Becquerel (Bq). Un Bq corresponde a una desintegración/segundo. Una unidad más antigua pero que aún se emplea es el Curie (Ci). Un Ci equivale a $3,7 \times 10^{10}$ desintegraciones/segundo.

La importancia de la actividad radica en que es una magnitud que se puede determinar experimentalmente mediante diferentes dispositivos y técnicas. Como veremos en los próximos capítulos, la forma más simple para determinar la actividad de una muestra radioactiva es mediante un detector Geiger-Müller [Leo, Alonso, Cherry]. El detector Geiger permite determinar, en forma sencilla y rápida, la actividad de una fuente emisora de radiaciones ionizantes, aunque no da información sobre el tipo de radiación emitida, su energía ni sobre que radionucleido la emitió. Un segundo método es la *espectroscopía γ* , técnica más compleja que las medidas basadas en el detector Geiger-Müller y que implica un equipo más costoso pero que permite, a partir de la detección de los fotones γ emitidos, determinar la actividad de la muestra y que radionucleido o radionucleidos están presentes en la muestra.

Muchas regulaciones referidas a niveles de exposición se basan en la actividad específica de diversas matrices ambientales. Europa se rige por el reglamento *Euratom*, que establece los máximos admisibles para diferentes radionucleidos y matrices ambientales. A modo de ejemplo,

se ha establecido un máximo de 150 Bq/kg de ^{131}I en alimentos y de 500 Bq/kg en productos lácteos. Suecia acepta que los alimentos tengan hasta 300 Bq/kg. Una casa cerrada de unos 100 m² acumula hasta 60000 Bq al día en Rn. Para el caso del ^{137}Cs , el límite es 400 Bq/kg para los productos alimenticios. Recordemos que los radionucleidos antropogénicos no deberían estar presentes ni en suelos, ni en aguas ni en alimentos. Como ya comentamos, las detonaciones y accidentes nucleares han liberado a la atmósfera ^{137}Cs que se depositó en el hemisferio norte. Por esta razón, cualquier medida de suelos presentan una cierta concentración de ^{137}Cs . Este elemento ha pasado del agua y suelos a las plantas y de allí a los animales, por lo cual está presente en las comidas. Considerando los niveles relativamente altos en el hemisferio norte, Europa ha tenido que establecer un valor guía para el ^{137}Cs en alimentos. No tendría ningún sentido una reglamentación que establezca nivel cero de ^{137}Cs en matrices ambientales y alimentos. Este radionucleido antropogénico tiene un período de semidesintegración de 30,08 años, por lo cual deberán transcurrir unos 300 años para que los niveles de ^{137}Cs se vuelvan indetectables por su decaimiento radioactivo (asumiendo que no se producen nuevos depósitos). Medidas de aguas para consumo humano en Tokio reportan 77 Bq/l de ^{131}I , y 1,6 Bq/l de ^{137}Cs (máximo legal en Japón, 200 Bq/l). Leche y espinaca producidas en las proximidades de Fukushima presentan niveles de actividad superiores al límite legal, pero sin suponer un riesgo para la salud. El agua contiene Rn disuelto. Una ducha de 8 minutos implica unos 3500 Bq. A lo largo de este capítulo iremos dando más ejemplos de la actividad de diferentes radionucleidos en matrices ambientales.

Cantidad de ionizaciones. Exposición

Para describir los niveles de radioactividad en un cierto entorno se ha definido una magnitud adicional, la *exposición*. Hasta aquí hemos usado este término en forma coloquial. En el campo de dosimetría, exposición tiene una definición precisa, que discutiremos a continuación.

Cuando una radiación con energía suficiente interactúa con un medio material, lo hace principalmente por dos procesos: *excitación* e *ionización*. En el proceso de excitación la energía es transferida a un electrón atómico, el cual es promovido a un nivel de energía superior (E_F), pero permanece ligado al átomo. Luego de un cierto tiempo, el electrón vuelve a su estado de menor energía (E_I) emitiendo un fotón cuya energía es igual a $E_F - E_I$. En el proceso de ionización un electrón atómico absorbe la radiación incidente y escapa del átomo, dando lugar a un par iónico, el átomo ionizado de carga positiva y el electrón. Notemos entonces que detectar estos pares ion-electrón es una medida de la presencia de una radiación ionizante. Si podemos capturar la carga generada (por ejemplo, los electrones), mayor carga colectada, indicaría mayor energía de la radiación presente en el medio. Mediante una calibración adecuada, que permita relacionar carga colectada con energía, podríamos determinar la energía de una radiación ionizante desconocida. Esta es una visión muy simplificada de la detección y caracterización de una dada radiación ionizante, pero contiene todos los aspectos involucrados en las técnicas que discutiremos en los próximos capítulos.

La exposición (X) se define entonces como la cantidad de ionizaciones (dQ) producidas por radiación γ o rayos X en un volumen de aire (dm):

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (1)$$

En el sistema internacional de unidades de medida, la exposición se expresa en C/kg. La unidad más tradicional es el Roentgen, que se denota R. Así, 1 R es la exposición producida por rayos X que da lugar a $2,58 \times 10^{-4}$ C/kg en aire seco. Recordando que 1 C es la carga de $6,24 \times 10^{18}$ electrones y que la densidad del aire seco es $1,293 \text{ mg/cm}^3$ 1 R equivale a 2×10^9 ionizaciones/cm³ en aire seco.

La exposición es una magnitud útil ya que se puede medir en forma relativamente sencilla colectando la carga generada por ionización mediante un contador proporcional (lo describiremos en el próximo capítulo) y por lo tanto determinar los niveles de radiación ionizante en un cierto entorno. Pero, la exposición refiere a las ionizaciones generadas por fotones X o γ en aire. Dado que la cantidad de energía necesaria para generar un ion es diferente para cada material, la exposición no es una magnitud adecuada para cuantificar el efecto de las radiaciones ionizantes en tejidos, por lo cual se necesitan magnitudes adicionales para cuantificar los efectos de una radiación sobre éstos.

Kerma en aire

Para llevar a unidades más sencillas la exposición, se ha definido una magnitud alternativa a la exposición, kerma en aire (K). El nombre da cuenta de las iniciales de *Kinetic Energy Released in Media per unit mass*. Así como la exposición es el número de ionizaciones producidas por una radiación ionizante en aire, kerma refiere a la energía cinética depositada en aire por las partículas producidas por la radiación en el proceso de ionización. Más precisamente, kerma en aire es la suma de la energía cinética de todas las partículas cargadas producidas por rayos X o γ por kg de aire [IAEA 2005, Attix]. Notemos que las unidades de kerma en aire son energía/masa. En el sistema internacional, J/kg. 1 J/kg corresponde a 1 *gray* y se abrevia Gy.

Si toda la energía de los iones y los electrones generados por la radiación incidente se deposita localmente (lo cual es muy razonable para el aire) y teniendo en cuenta que la energía media necesaria para generar una ionización en aire es 33.7 eV, la relación entre X en ionizaciones/kg y K es:

$$K(\text{Gy}) = X(\text{ionizaciones/kg}) \times 33,7 \text{ eV} \quad (2)$$

o:

$$K(\text{Gy}) = X(\text{R}) \times 0,00869 \quad (3)$$

Una magnitud asociada al kerma en aire es la tasa de kerma en aire ($T.K.$), que da cuenta del número de ionizaciones (o la energía depositada en el aire) producidas por una radiación ionizante por unidad de tiempo. $T.K.$ se relaciona con la actividad de la muestra vía:

$$T.K. = \frac{\Gamma.A}{d^2} \quad (4)$$

donde Γ es una constante, específica para cada radionucleido y se define como el kerma en aire (en mGy/h) causado por rayos γ y X por hora a una distancia de 1 m de una fuente no blindada y puntual de un radionucleido de actividad 1 GBq. Con esta definición, las unidades de Γ son mGy.m²/GBq.h. Valores de Γ para muchos radionucleidos se encuentran tabulados en la literatura [Cherry, Ninkovic]. A los fines prácticos en Medicina Nuclear y otras aplicaciones Γ sólo incluye rayos γ y X con energías superiores a 20 keV, ya que fotones de menor energía tienen un muy bajo poder de penetración y no atraviesan las paredes de una jeringa, vial o el recipiente que contiene la muestra, por lo cual la irradiación generada por estos fotones es insignificante.

Dosis absorbida

Una de las magnitudes básicas utilizadas para el estudio de los efectos de la radiación ionizante es la dosis absorbida, D , que se define como la cantidad de energía dE depositada por la radiación incidente por unidad de masa, dm :

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (5)$$

Esta unidad dosimétrica se aplica a cualquier tipo de material absorbente, sea hormigón, cemento, una aleación o un tejido biológico.

Notemos que las unidades de dosis absorbidas son las mismas que el kerma en aire, energía/masa. En el sistema internacional, la unidad de dosis absorbida es el Gray (Gy). Una unidad antiguamente empleada es el rad, que equivale a 0,01 Gy.

Si el kerma en aire (en Gy) es conocido en un cierto punto, la dosis absorbida (en Gy) que sería depositada en un medio (D_{medio}) en ese punto y por la misma radiación puede estimarse mediante un factor de escala f que se define:

$$f = \frac{D_{medio}}{D_{aire}} \quad (6)$$

Notemos que la dosis depositada en el aire, D_{aire} , es el kerma en aire (si mantenemos la hipótesis que toda la energía cinética de los iones y los electrones se deposita en dicho punto). Entonces:

$$f = \frac{D_{medio}}{K} \quad (7)$$

De esta ecuación es claro que si medimos K en un punto (ya mencionamos que esta medida es relativamente sencilla de realizar) y conocemos f podemos determinar la dosis que absorbería un material o un tejido en el mismo punto.

f depende del medio material que absorbe la radiación ionizante y de la energía de dicha radiación. Presentamos en la figura 6.2 la dependencia de f con la energía de la radiación incidente para diferentes tejidos. En el rango de energías de la Física Médica (0-10 MeV), f es aproximadamente 1.

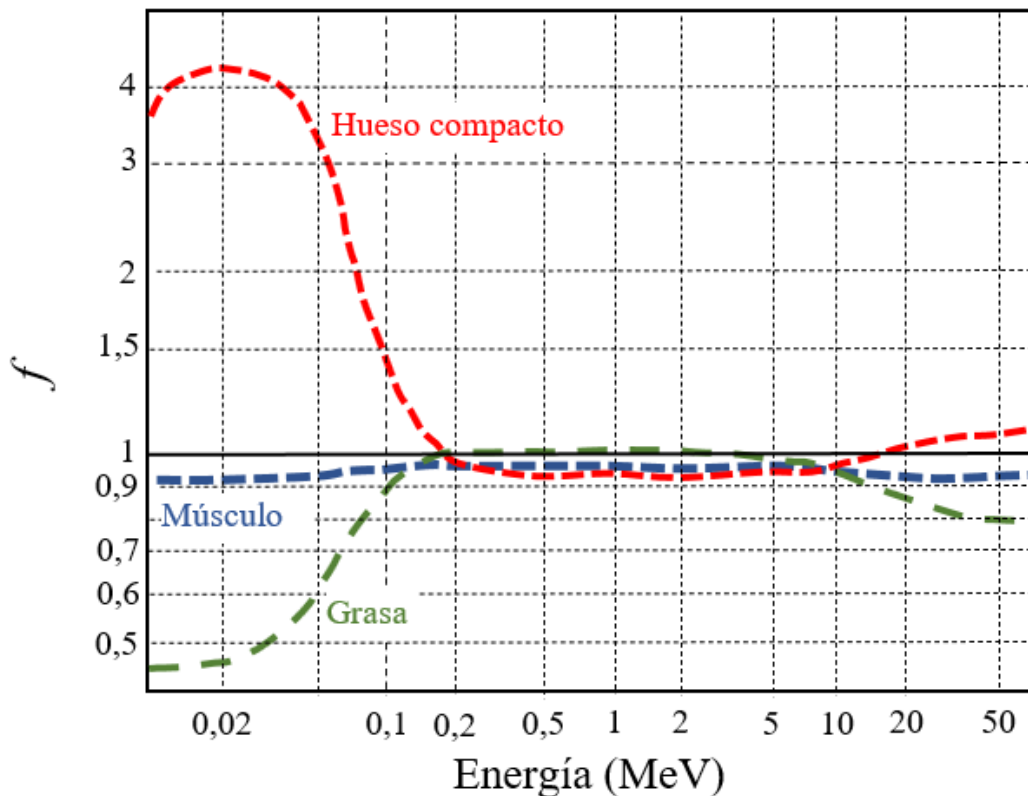


Figura 6.2. Factor f definido en la ecuación (6) para diferentes tejidos en función de la energía de la radiación incidente sobre dichos tejidos. f para el caso del agua es muy similar a la del músculo. Notar que en el rango de energías de la Física Médica y ambiental (0,2-2 MeV), $f \approx 1$.

Dosis equivalente y dosis efectiva equivalente

Desde el punto de vista de la salud, la dosis absorbida no es completamente adecuada para una determinación de los peligros potenciales de la exposición a una dada radiación ionizante. Por supuesto que el potencial daño producido por una radiación va a depender de la energía que deposita en el tejido irradiado y que la gravedad de la potencial lesión aumenta con el incremento

de la dosis absorbida. Sin embargo, para una evaluación precisa se debe tener en cuenta otros factores que modifican el efecto de la dosis absorbida:

- *La parte del cuerpo expuesta.* La exposición de los órganos principales es más grave que la exposición de las extremidades (siempre a iguales exposiciones). La médula, gónadas y el cristalino son particularmente sensibles a la radiación. Cuanto más vascularizado es un tejido, por la mayor presencia de oxígeno es más radiosensible, es decir, es más propenso a un daño por exposición a la radioactividad. Una exposición superficial de la piel (por ejemplo, desde una fuente emisora de partículas β externa al cuerpo) implica menos riesgo de lesión que si la fuente estuviera en el interior del organismo. Esta situación se da en ciertas aplicaciones médicas de diagnóstico o tratamiento (por ejemplo, en prácticas para el estudio de la función pulmonar que involucran radionucleidos como ^{99}Tc o ^{133}Xe , ^{131}I suministrado para estudiar la tiroides, ^{18}F que se incorpora a glucosa para estudiar tumores). En estos estudios médicos resulta de suma importancia estudiar los potenciales daños a los órganos y tejidos del cuerpo y evaluar la relación costo-beneficio para el paciente del estudio/tratamiento (ver el capítulo 22 de la referencia [Cherry]).

- *La edad del individuo expuesto.* Cuanto mayor es la actividad mitótica, mayor es la divisibilidad celular. A mayor divisibilidad celular, el daño producido por la radiación incidente puede propagarse más rápidamente. Por esto, los niños son más susceptibles a los efectos nocivos de la radiación ionizante que los adultos. El feto en desarrollo es especialmente sensible a la exposición a la radioactividad y más aún el embrión, ya que las células menos diferenciadas son más radiosensibles. Un daño celular en esta etapa, debido a la no diferenciación y la alta división celular, puede extenderse y provocar graves daños al embrión en desarrollo. Por este motivo es fundamental que una mujer embarazada no se exponga a radiaciones ionizantes, más allá del fondo natural.

- *El tipo de radiación involucrada.* Partículas α , β , γ , neutrones interactúan de manera diferente con la materia y, por lo tanto, los efectos biológicos que causan son diferentes. Las partículas α y β presentan una alta densidad de ionización [Cherry, Desimoni, Leo]. Es decir, generan un alto número de pares ion-electrón por unidad de camino recorrido en el medio absorbente, depositando en una región limitada toda su energía y en esta trayectoria recorrida producen más daño por Gy de dosis absorbida que la radiación con menor capacidad de ionización como la γ .

- *Tasa de irradiación.* El tiempo durante el cual la dosis es depositada en el tejido, es decir la tasa de dosis (dosis/unidad de tiempo), es de fundamental importancia. Una dosis absorbida depositada en un tejido en un período corto (por ejemplo, minutos u horas) tiene un mayor potencial de daño que la misma dosis depositada durante un largo período (por ejemplo, meses o años), ya que, en el caso de bajas tasas de irradiación el organismo puede reparar los daños producidos por la radiación.

Todos estos factores que modifican los efectos de la exposición a la radiación ionizante deben ser tenidos en cuenta en los protocolos de seguridad y protección radiológica. Por esto, las reglamentaciones especifican diferentes límites de dosis para diferentes partes del cuerpo, para diferentes períodos de tiempo y para diferentes grupos de edad.

Para tener en cuenta el efecto de los diferentes tipos de radiación se define la *dosis equivalente H*. *H* incluye un factor de peso (o de calidad) w_r que pondera el tipo de radiación y su energía:

$$H = w \cdot D \tag{8}$$

Esta expresión es válida para el caso de un único tipo de radiación. Si hay diferentes radiaciones involucradas la ecuación (8) toma la forma:

$$H = \sum_r w_r \cdot D_r \tag{9}$$

donde *r* denota cada tipo de radiación ionizante presente.

El factor de calidad w_r es una medida de la efectividad biológica relativa de las distintas radiaciones, comparados con los producidos por los rayos X y γ , para una misma dosis absorbida. A mayor valor de w_r , más daño puede producir una radiación ionizante. En la Tabla 6.1 presentamos los valores de w_r para los distintos tipos de radiación y su energía.

Tipo de radiación ionizante y energía	w_r
Fotones	1
Electrones, muones	1
Neutrones, $E < 10$ keV	5
Neutrones, $10 \text{ keV} < E < 100 \text{ keV}$	10
Neutrones, $100 \text{ keV} < E < 2 \text{ MeV}$	20
Neutrones, $2 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$	10
Neutrones, $E > 20 \text{ MeV}$	5
Protones, $E > 2 \text{ MeV}$	5
α , fragmentos de fisión, núcleos pesados	20

Tabla 6.1: Factor de peso w_r para cada tipo de radiación.

w_r es un factor adimensional, por lo cual las unidades de *H*. son las mismas que las de *D*, J/kg en el sistema internacional. Para diferenciar la dosis de la dosis equivalente la unidad de *H* se denomina *Sievert* (Sv). 1 Sv es igual a 1 J/kg. La unidad se denomina así en homenaje a Rolf M. Sievert, quien desarrolló modelos matemáticos muy elaborados que durante muchos años fueron la base para el cálculo de dosis de radiación ionizante. También construyó equipos basados en cámaras de ionización (ver siguiente capítulo) y realizó numerosas medidas con ellos [Sekiya]. Una unidad empleada desde hace muchos años es el *rem*, equivalente a 0,01 Sv.

Como ya dijimos, los distintos órganos y tejidos no presentan la misma respuesta a la radiación, es decir, tienen diferentes radiosensibilidades. Este aspecto se tiene en cuenta mediante factores de ponderación para cada órgano o tejido, que se denotan por w_T . Este factor es independiente del tipo y energía de la radiación incidente, sólo depende del tejido irradiado. La inclusión de este nuevo factor da lugar a la *dosis efectiva equivalente*, ε que se define:

$$\varepsilon = \sum_t w_t \sum_r w_r \cdot D_{t,r} \quad (10)$$

En la tabla 6.2 mostramos factores de peso w_T para distintas partes del cuerpo humano. Cuanto mayor es w_T , más radiosensible es el tejido. Como podemos ver, las gónadas son el órgano más sensible a la radiación ionizante. Los valores de w_T han ido variando al desarrollarse nuevos métodos de medidas y modelos. Incluimos en la tabla 6.2 y mostramos en la figura 6.3 como han evolucionado los coeficientes w_T para gónadas y mamas con los años, debido a la realización de mayor cantidad de estudios [ICRP 1977], [ICRP 1991], [ICRP 2007].

Tejido	w_T 1991	w_T 2007	Σw_T 2007
Medula ósea, colon, pulmón, estómago,	0,12	0,12	0,48
Mamas, resto de los tejidos*	0,05	0,12	0,24
Gónadas	0,20	0,08	0,08
Vejiga, esófago, hígado, tiroides	0,05	0,04	0,16
Superficie de hueso, cerebro, glándulas salivales, piel	0,01	0,01	0,04
			Total: 1

Tabla 6.2. Factores de ponderación de tejidos w_T reportados por la ICRP (*International Commission on Radiological Protection*). *Resto de los tejidos: suprarrenales, región extratorácica, vesícula, corazón, riñones, nódulos linfáticos, músculo, mucosa oral, páncreas, próstata, intestino delgado, bazo [ICRP 1991, ICRP 2007].

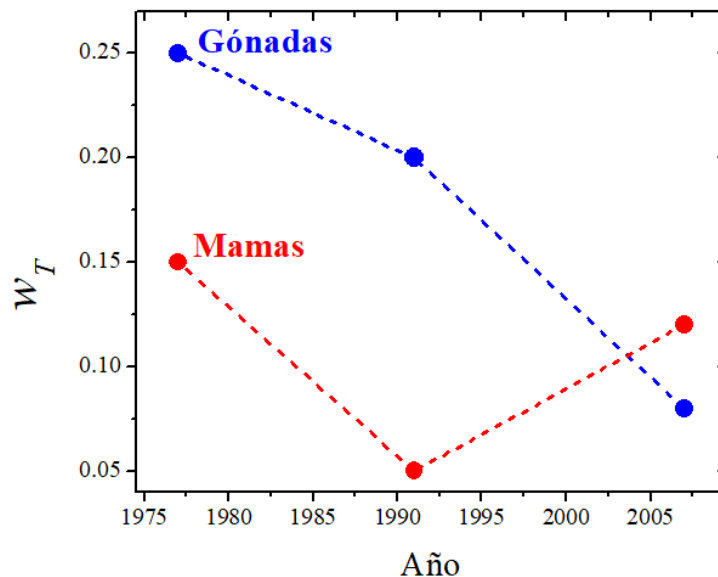


Figura 6.3. Variación del factor de peso por tejido w_T para el caso de gónadas y mamas en el tiempo [ICRP 1991, ICRP 2007, [ICRP 1977].

Las diferentes magnitudes radiológicas y sus unidades se resumen en la tabla 6.3.

Magnitud	unidad	Definición de la unidad
Actividad, A	Curie S.I.: Becquerel, Bq	$3,7 \times 10^{10}$ desintegración/s 1 desintegración /s
Exposición, X	Carga/masa Roentgen, R S.I.: C/kg	$1 R = 2,58 \times 10^{-4} C/kg$ $1 R = 2 \times 10^9$ ionizaciones/cm ³ en aire seco
Kerma en aire, K $K(Gy) = 0,00869.X(R)$	Energía/masa S.I.: Gray, Gy	1 J/kg
Dosis Absorbida, D $D=f.K$	Energía/masa S.I.: Gray	1 J/kg
Dosis equivalente, H $H_r = D.w_r$	Energía/masa S.I.: Sievert, Sv	1 J/kg
Dosis efectiva equivalente, ε $\varepsilon_r, t = D.w_r.w_t$	Energía/masa S.I.: Sievert, Sv	1J/kg

Tabla 6.3. Resumen de las magnitudes radiológicas y sus unidades.

Notemos de (10) que ε depende de la dosis absorbida, la cual depende de K , que en última instancia depende de la actividad de la muestra. Por lo tanto, de la medida de la actividad de una fuente radioactiva es posible determinar la dosis efectiva anual equivalente a la que está expuesto un individuo o población. Veremos a continuación como determinar ε a partir de A .

Exposición interna y externa por radiaciones ionizantes

Los radionucleidos, sean de origen natural o antropogénico pueden irradiar al hombre externa y/o internamente. Si nos centramos en las fuentes naturales, la exposición externa se origina principalmente en la radiación cósmica, los radionucleidos cosmogénicos y los radionucleidos presentes en la corteza terrestre. A esto debemos agregar la contribución adicional antropogénica a la que se ve sometido el hombre, generada por la medicina nuclear, las descargas de las centrales nucleares, las detonaciones de armas nucleares, los accidentes nucleares y radiológicos, y el almacenamiento impropio de fuentes radioactivas y basura nuclear.

Los principales factores que determinan la exposición externa de un individuo son las concentraciones de los radionucleidos en el suelo, el nivel de radiación cosmogénica (depende fuertemente de la altitud y débilmente de la latitud, siendo 10 % menor en el ecuador que en latitudes mayores) y el tiempo pasado al aire libre. En el interior de viviendas, si bien se apantalla la contribución originada en los rayos cósmicos, los radionucleidos contenidos en los materiales de construcción y la posible acumulación de gas radón contribuyen a la exposición total. Las dosis absorbidas generadas por cada fuente han sido extensamente medidas y el relevamiento realizado cubre áreas donde vive un tercio de la población mundial.

Los radionucleidos naturales presentes en el medioambiente se incorporan al organismo por diferentes mecanismos, dando lugar a la irradiación interna. Los principales son ingestión e inhalación. Mecanismos de menor relevancia son la absorción percutánea a través de la piel por heridas y cavidades y por punción (inyección, instilación). La permanencia de cada radionucleido en el cuerpo dependerá de factores físicos, químicos y biológicos, tales como vía de ingreso, semivida física y semivida biológica (tiempo en que la concentración de un elemento se reduce a la mitad por eliminación biológica del organismo). Además, las características químicas del elemento determinan su cinética, metabolismo y el grado de absorción en el cuerpo. A modo de ejemplo, el balance metabólico del potasio mantiene en el cuerpo niveles constantes de ^{40}K , independientemente de las cantidades ingeridas. En cambio, en el caso de los radionucleidos de las series del ^{238}U , ^{235}U y del ^{232}Th , su concentración en el cuerpo queda determinada por la concentración en los alimentos ingeridos.

La inhalación de radionucleidos puede ser de corto término o continua. Uno de los radionucleidos que se incorpora por inhalación es el Rn, que es la mayor fuente de exposición a la que se ve sometido el hombre. Los radionucleidos inhalados pueden quedar alojados en pulmones y ser retenidos allí por largos períodos, como sucede con el ^{239}Pu y el ^{240}Pu .

Las plantas son uno de los receptores primarios de radionucleidos. La incorporación se puede dar de dos formas: por incorporación de los radionucleidos del suelo por las raíces (depósito indirecto) o por el depósito de radionucleidos sobre las hojas, ramas, o tronco (depósito directo). Este último mecanismo juega un rol muy importante en la contaminación por radionucleidos antropogénicos ya que al producirse una liberación de radionucleidos al medio ambiente el depósito directo es el mecanismo dominante de contaminación de las plantas. A largo plazo, la incorporación de radionucleidos en la dieta humana dependerá también de la absorción de los mismos por las raíces. Las variables que afectan la transferencia de los radionucleidos del suelo a las raíces son el pH y el contenido de arcilla y materia orgánica del suelo, tipo de minerales presentes y de la capacidad de la planta de intercambiar cationes. A modo de ejemplo, el ^{131}I , de vida media corta y de baja absorción por la raíz, se deposita en forma directa. Los suelos ricos en ciertos tipos de arcillas atrapan al Cs en forma irreversible y por lo tanto una fracción queda retenida en el suelo y no puede ser absorbido por las raíces. El Sr es retenido en menor grado que el Cs en las arcillas, tiene una velocidad de migración mayor y por lo tanto es más fácilmente absorbido por las raíces de las plantas, aunque todos estos mecanismos dependen fuertemente de las propiedades del suelo contaminado.

Otra vía de transferencia a la dieta humana a través de alimentos la constituyen los animales, receptores secundarios que consumen plantas que contienen los radionucleidos, incorporándolos en su organismo. Dependiendo del metabolismo y del elemento químico, las concentraciones pueden incrementarse en los tejidos y productos animales (como la leche) por bioacumulación. La leche es la principal vía de incorporación de ^{131}I , ^{90}Sr y ^{137}Cs ya que estos radionucleidos siguen el metabolismo del K y del Ca. El ^{90}Sr y el ^{137}Cs se acumulan en los huesos, y por lo tanto su transferencia a la dieta es mínima. Algunos radionucleidos como el Pu o el Po pueden concentrarse en crustáceos, moluscos o peces y por lo tanto incorporarse en la dieta humana.

A modo de ejemplo, veamos que ocurre con el U. El U natural se encuentran en el suelo, las rocas, el agua y el aire. En el suelo, la concentración de U varía ampliamente, siendo la concentración promedio de 3 $\mu\text{g}/\text{gr}$ de suelo (actividad específica de 2 pCi/gr de suelo). El U en el agua proviene mayoritariamente de la disolución del uranio presente en las rocas y el suelo por la acción del agua que fluye sobre o a través de éstos. La concentración promedio de uranio en agua potable en Estados Unidos es menor a 1,5 $\mu\text{g}/\text{l}$ (1 pCi/l) y la concentración de U en el aire de los Estados Unidos varía entre 0,00002-0,00045 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ de aire ($0,011 \times 10^{-3}$ - $0,3 \times 10^{-3}$ pCi/ m^3). Debido a su comportamiento químico, si bien las plantas pueden absorberlo desde el suelo a través de las raíces, no pasa al resto de la planta. De esta forma, muy poco U se incorpora en verduras y hortalizas de hoja. Por otro lado, la mayor parte del U que se incorpora en el ganado es eliminada rápidamente en la orina y las heces.

La población ingiere aproximadamente entre 1 y 2 μg (0,6 a 1,0 pCi) de U al día en los alimentos y aproximadamente 1,5 μg (0,8 pCi) por litro de agua. La cantidad de U que se inhala es mucho más baja. Cerca del 1–5% del U que se inhala pasará a la sangre a través de las vías respiratorias (nariz, boca, garganta, pulmones) y 0,1–6% del que se ingiere lo hará a través del tubo digestivo (boca, estómago, intestinos). La mayor parte del U que se ingiere e inhala no se absorbe en el cuerpo y es eliminado en las heces. De la fracción absorbida, dos tercios se encuentra en los huesos, pudiendo permanecer allí largo tiempo (la semivida biológica del uranio en los huesos es de 70–200 días). El resto del U se localiza en el hígado y los riñones, siendo su vida media en estos órganos de 1–2 semanas. El U es eliminado del cuerpo en la orina. Parte del U que se inhala puede permanecer en los pulmones durante largo tiempo, contribuyendo a su irradiación. El U afecta principalmente a los riñones, pero los daños se deben a su toxicidad química y no a la radiación ionizante que emite.

El procesamiento de los alimentos puede aumentar o disminuir las concentraciones de radionucleidos. La deshidratación aumenta las concentraciones en comparación con los alimentos frescos y el hervido de carnes las reduce considerablemente. La conversión de leche en queso aumenta entre 5 y 10 veces la concentración inicial de Sr y reduce la de Cs. Las concentraciones en pan blanco pueden llegar a ser 20-40% mayores que en el trigo.

Como mencionamos en el capítulo 5, los niveles de actividad de diferentes radionucleidos en suelos, aguas y aire han sido ampliamente estudiados. En la tabla 5.1 habíamos presentado el rango de actividades específicas de algunos radionucleidos naturales en suelos de distintas regiones del mundo y en la 5.2 las actividades específicas de radionucleidos naturales en suspensión en el aire. Veamos ahora algunos ejemplos de actividades en diferentes alimentos y aguas de consumo humano. Estudios de estos niveles de actividad son muy importantes ya que a partir de la actividad contenida en los mismos y los hábitos de consumo de cada sociedad se puede determinar las dosis efectivas y los niveles de exposición a la cual está sometida cada población, como veremos en la siguiente sección.

Un litro de agua tiene una actividad natural aproximada de 60 Bq. Podemos encontrar en la tabla 6.4 la actividad específica promedio originada por ^{210}Po incorporado en diferentes alimentos. Podemos notar como peces y moluscos presentan mayores actividades específicas que vegetales e infusiones de este radionucleido. En la tabla 6.5 presentamos las actividades específicas de ^{40}K y ^{226}Ra en algunos alimentos. Actividades específicas de algunos

radionucleidos de las cadenas naturales determinadas en productos lácteos, carnes, granos, vegetales de hojas y de raíz, frutas, pescados y agua para consumo humano en América del Norte, Asia y Europa pueden encontrarse en la tabla 4.5. de la referencia [Desimoni]

Alimento	Actividad específica
Calamar	1790 Bq/kg
Merluza	547 Bq/kg
Tomate	35 Bq/kg
Espinaca	32 Bq/kg
Coliflor	22 Bq/kg
Papa	16 Bq/kg
Arroz	11 Bq/kg
Yerba Mate (por litro)	250 Bq/l
Café	27 Bq/l
Te	27 Bq/l

Tabla 6.4. Actividades específicas de ^{210}Po en algunos alimentos e infusiones.

Alimento	Actividad de ^{40}K (Bq/kg)	Actividad de ^{226}Ra (Bq/kg)
Banana	130	0,04
Zanahoria	125	0,02 – 0,07
Papa	125	0,04 – 0,09
Cerveza	14	-
Carne roja	210	0,02

Tabla 6.5. Actividades específicas de ^{40}K y ^{226}Ra en algunos alimentos.

Debido a la incorporación de radionucleidos en nuestro organismo, somos una fuente radioactiva con una actividad específica media de 65 Bq/kg. Esto implica que, entre dos latidos del corazón, se desintegran aproximadamente 10000 núcleos dentro del cuerpo humano. Esta actividad se genera principalmente en los decaimientos del ^{40}K y ^{14}C . En la Tabla 6.6 detallamos la actividad del cuerpo humano debida a los distintos radionucleidos. Finalmente, en la tabla 6.7 presentamos la actividad de diferentes matrices. Se pueden encontrar más ejemplos en [S.A.R.].

Nucleido	Ingesta diaria	Masa en el cuerpo	Actividad (Bq)
^{238}U	1,9 μg	90 μg	1,1
^{232}Th	3,0 μg	30 μg	0,11
^{40}K	390 μg	17 mg	4,4
^{226}Ra	2,3 pg	31 pg	1,1
^{14}C	1,8 ng	22 ng	3,7
^3H	0,003 pg	0,06 pg	23

Tabla 6.6. Actividad promedio en el cuerpo humano (70 kg) originada por nucleidos naturales. Reportamos además la ingesta diaria promedio de cada radioisótopo.

Matriz	Actividad
1 adulto (65 Bq/kg)	4.500 Bq
1 kg de café	1.000 Bq
1 kg de nueces	400 Bq
1 banana	15 Bq
Radón, casa de 100 m ² en Australia	3.000 Bq
Radón, casa de 100 m ² en el norte de Europa	30.000 Bq
1 detector de humo que emplea una fuente de Am	30.000 Bq
1 kg de granito	1.000 Bq
1 kg de cenizas de carbón	2.000 Bq
1 kg de fertilizante fosfatado	5.000 Bq
1 kg de mineral de U	25 MBq
Radionucleido para diagnóstico médico	70 MBq
Radionucleido para terapia médica	100 TBq
1 kg de desechos radiactivos de baja actividad	1 MBq
1 kg de desechos de alta actividad y 50 años de antigüedad	10 TBq

Tabla 6.7. Actividad de algunos materiales naturales y antropogénicos.

Estimación de dosis a partir de la determinación de actividades en diferentes matrices

En la práctica, la dosis equivalente y la dosis equivalente efectiva (de aquí en más, DEE) no son magnitudes medibles. Los niveles de exposición generalmente son determinados empleando coeficientes que relacionan la DEE con magnitudes medibles como la actividad o la exposición. Para el cálculo de coeficientes de conversión que permiten obtener la DEE a partir de la exposición originada por diferentes campos de radiación (diferentes actividades, tipo de radiación y energía, irradiación interna o externa) se emplean modelos matemáticos y *phantoms* (maniqués) que simulan los diversos tejidos tanto en densidad como en forma y tamaño. Para el cálculo de los coeficientes de dosis debidas a la incorporación de radionucleidos, se usan además modelos biocinéticos y datos fisiológicos de referencia.

Los *phantoms* están basados en imágenes tomográficas clínicas y los modelos son representaciones computacionales que incorporan órganos y estructuras anatómicas de tamaño y forma promedio. De esta forma se computa la dosis absorbida media D_T en un órgano o tejido T , originadas en campos de radiación de referencia externos o internos al cuerpo. Debemos tener en cuenta que, en este marco, la dosis determinada provee un valor que tiene en cuenta las condiciones de exposición, pero no las características particulares de un individuo específico. Los factores de ponderación de los tejidos son valores medios que representan un promedio de muchos individuos de ambos sexos y la dosis promedio obtenida se multiplica por el factor de ponderación del tejido correspondiente. Esto implica que este enfoque está limitado a la

determinación de la dosis efectiva en protección radiológica y no puede usarse para la evaluación del riesgo individual. Resumiendo, para la evaluación de la DEE se utilizan magnitudes operacionales a fin de obtener una estimación conservadora del valor de la dosis originada en una dada exposición (o potencial exposición) en la mayoría de las condiciones de irradiación internas y externas.

Un problema más complejo es el cálculo de la dosis recibida por pacientes sometidos a procedimientos de Medicina Nuclear. Ya dijimos que la exposición a radiación ionizante siempre es dañina, ya que puede causar daño a los tejidos vivos. En la radioterapia se “aprovecha” el daño producido por la radiación ionizante para atacar las células malignas de los tumores. El objetivo es aplicar la radiación ionizante en el tumor sin afectar al resto de los tejidos. Esta es una situación ideal, en la realidad siempre hay una afectación de tejido sano, que se debe reducir al mínimo posible. Debemos tener en cuenta que los niveles de actividad involucrados en estos procedimientos son órdenes de magnitud mayores a los que implica la incorporación de radionucleidos naturales por ingestión o inhalación. A modo de ejemplo, técnicas de diagnóstico de la función pulmonar con ^{99m}Tc implican niveles de exposición mil veces superiores al fondo natural. Esto implica una limitación a las aplicaciones de diagnóstico y terapia debido al peligro potencial para el paciente. Por esto, un análisis cuantitativo de la distribución de los radionucleidos empleados en los procedimientos de la Medicina Nuclear y del depósito de energía en los diferentes tejidos es de fundamental importancia para garantizar una prescripción terapéutica precisa y segura, en la cual los beneficios del procedimiento superen a los potenciales riesgos para el paciente.

El cálculo de la energía depositada por un dado radionucleido en el interior del cuerpo es el campo de la dosimetría interna. Para determinar la dosis recibida por un cierto órgano cuando se deposita un cierto nivel de actividad en dicho órgano u otro del cuerpo es necesario conocer, además de la actividad, el tiempo de permanencia de la misma en el órgano donde se coloca la actividad (órgano fuente), la energía total emitida por el radionucleido en la fuente y la fracción de energía emitida por el órgano fuente absorbida por el cualquier otro órgano (órgano blanco). Por lo tanto, la estimación de dosis implica conocer el tipo y energía de las emisiones y las relaciones anatómicas de los órganos fuente y blanco (tamaño, forma, separación) [Cherry]. Este problema no lo discutiremos aquí. Una excelente introducción al tema se puede encontrar en [Cherry].

Veamos algunos modelos sencillos para el cálculo de la DEE anual a partir de la determinación de la actividad de una dada fuente. Empecemos por un caso de exposición externa, la estimación de la tasa de dosis absorbida D por los radionucleidos naturales presentes en el suelo. Para esto, se toma una muestra del suelo en estudio hasta 10 cm de profundidad y se determina la actividad de ^{40}K y de las cadenas del ^{232}Th y ^{238}U (ya veremos un ejemplo de cómo hacer esta determinación a partir de las mediciones). La tasa de dosis absorbida a un metro de la superficie, en nGy/h viene dada por:

$$D = F(^{238}\text{U}).A(^{238}\text{U}) + F(^{232}\text{Th}).A(^{232}\text{Th}) + F(^{40}\text{K}).A(^{40}\text{K}) \quad (11)$$

En esta ecuación A es la actividad específica medida para cada radionucleido y F factores de conversión de Bq/kg a nGy/h determinados con los modelos descriptos al comienzo de esta sección. Sus valores de reportan en la tabla 6.8. Algunos datos obtenidos en estos estudios en suelos, excluyendo arenas, son:

Tasa de dosis promedio más alta: 92 nGy/h, rango de 55 a 130 nGy/h (Malasia).

Tasa de dosis promedio más baja: rango de 9 a 52 nGy/h (Chipre).

Valor más bajo: 2 nGy/h (China).

Valor alto: 1200 nGy/h (Noruega).

La DEE anual (DEEA), en Sv, se calcula a partir de:

$$DEEA = 10^{-9} \times 24 \times 365 \times 0,2 \times \sum_i C_i \cdot F_i \cdot A_i \quad (12)$$

0,2 es el porcentaje de tiempo estimado (promedio) que una persona permanece en el exterior y C_i un factor de peso según edad (infantes, niños, adultos). Notemos como en este punto introducimos un factor que tiene en cuenta la edad de la persona expuesta a la fuente de radiación y que los valores de C_i son mayores cuanto menor es la edad de la persona (ver tabla 6.8).

Radionucleido	F_i (nGyh ⁻¹ /Bqkg ⁻¹)	C_i (Sv/Gy)		
		Infantes	Niños	Adultos
⁴⁰ K	0,0417	0,926	0,803	0,709
²³² Th	0,604	0,907	0,798	0,695
²³⁸ U	0,462	0,899	0,766	0,672

Tabla 6.8: Factores de conversión de actividad a tasa de dosis y DEEA para radionucleidos naturales presentes en el suelo de mayor significancia desde el punto de vista radiológico.

Veamos ahora el caso de irradiación interna. Consideraremos dos situaciones: incorporación de radionucleidos por ingestión y por inhalación. En ambos casos, la DEE depende de factores como el radionucleido incorporado, su distribución en el cuerpo y la tasa a la cual son expulsados del mismo y, en el caso de ingestión, tipo de dieta. La determinación de la dosis se podría realizar a partir de la concentración de los radionucleidos en los órganos y tejidos. Sin embargo, es más sencillo determinar la DEE a partir de los datos de la concentración de radionucleidos en los diferentes alimentos y en el aire. El resultado obtenido de esta forma es un indicador secundario muy bueno. Así, para la estimación de la DEE interna por ingestión es necesario conocer las actividades de los principales radionucleidos en los alimentos ingeridos y la tasa de ingesta de los mismos. La DEEA, en nSv, viene dada por:

$$DEEA_{ingestión} = \sum_i F_i \cdot FC \cdot A_i \quad (13)$$

A_i es la actividad específica de cada alimento considerado (Bq/kg), F_i (en nSv/Bq, ver Tabla 6.9) es un coeficiente de conversión y FC es el consumo promedio de cada alimento (kg/año).

En el caso de inhalación la DEEA se determina de:

$$DEEA_{inhalación} = \sum_i V \cdot F_i \cdot A_i \quad (14)$$

A_i es la actividad específica (Bq/m³), V la tasa de respiración y F_i el coeficiente de conversión (Sv/Bq).

coeficientes de dosis efectiva por unidad de ingesta, F (nSv/Bq)			
Radionucleido	Infantes	Niños	Adultos
⁴⁰ K	42	13	6,2
²³⁸ U	120	68	45
²²⁶ Ra	960	800	280
²²² Rn	23	5,9	3,5
²¹⁰ Pb	3600	1900	690
²¹⁰ Po	8800	2600	1200
²³² Th	450	290	230
²²⁸ Ra	370	150	72

Tabla 6.9: Coeficientes de conversión de actividad a DEEA por unidad de ingesta según la edad.

Dosis equivalente efectiva anual. Niveles, ejemplos y algunos números

La contribución más importante a la dosis recibida por la población procede de fuentes naturales. Aproximadamente el 85% de la dosis total corresponde a fuentes naturales mientras que las radiaciones provenientes de radionucleidos antropogénicos suman menos del 15% (figura 6.4). El radón presente en el aire es la fuente que más contribuye a la dosis a la que está expuesta la población. Aporta aproximadamente el 50% de la DEEA. La radiación cósmica contribuye con aproximadamente el 15%.

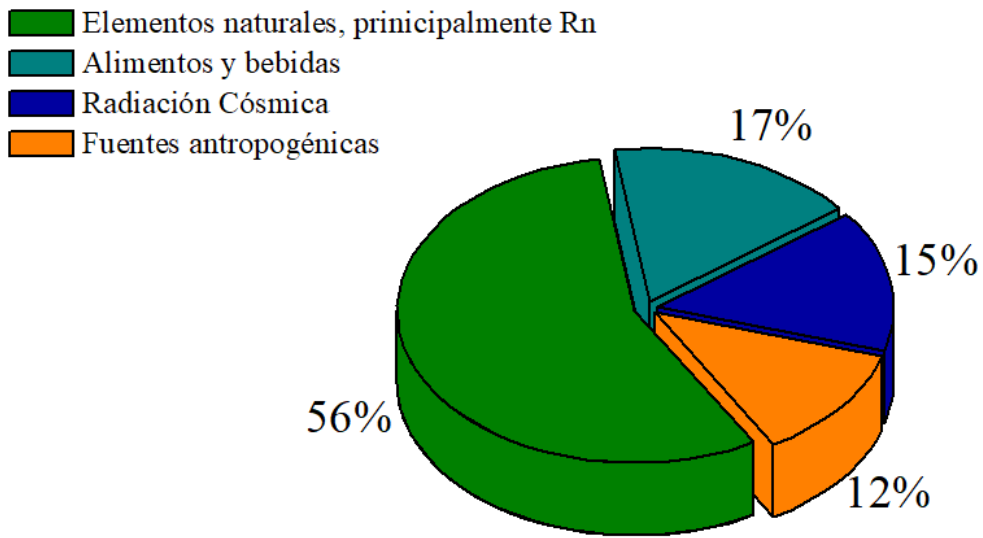


Figura 6.4: Contribuciones a la dosis equivalente efectiva anual media.

Casi en su totalidad, la contribución antropogénica a la DEEA se origina en prácticas médicas (figura 6.5). La energía nuclear, en condiciones normales de operación, contribuye en menos del 1% a la DEEA.

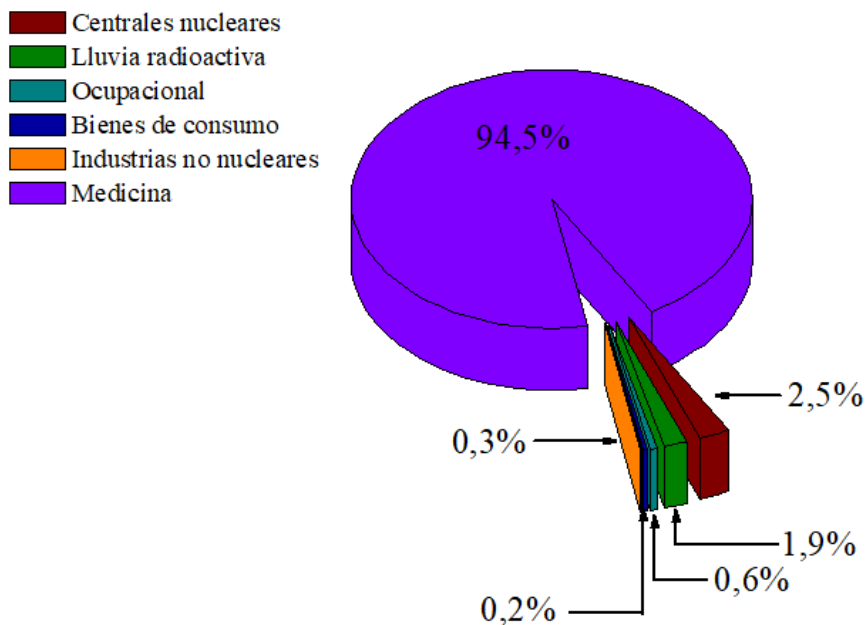


Figura 6.5. Contribuciones antropogénicas a la DEEA recibida por la población.

La dosis equivalente efectiva total a la que está expuesta la población se origina en una variedad de fuentes, que ya hemos discutido. La contribución individual de cada una se presenta en la tabla 6.10. Estos valores refieren a fuentes naturales y no incluyen la exposición resultante de viajes, procedimientos médicos u ocupacionales. La dosis equivalente efectiva total promedio debida a la radiación ionizante natural es aproximadamente 2,4 mSv por año, aunque puede variar considerablemente de región en región. A modo de ejemplo, la DEEA en los Estados

Unidos es del orden de 3 mSv/año. Pero en regiones como la meseta de Colorado, los niveles de radiación son casi el doble del promedio nacional.

Fuente		Dosis efectiva equivalente anual (mSv/año)	
		Promedio	Rango
Cósmica	Radiación ionizante, rayos γ	0,28	
	Neutrones	0,10	
	Radionucleidos cosmogénicos	0,01	
Contribución cósmica y cosmogénica total		0,4	0,3-1,0
Radiación terrestre	Exterior	0,07	
	Interior	0,4	
Contribución de radiación terrestre total		0,5	0,3-1,0
Inhalación	Series del U y del Th	0,006	
	^{222}Rn	1,15	
	^{220}Rn	0,1	
Contribución total por inhalación		1,26	0,2-10
Ingestión	^{40}K	0,17	
	Series del U y del Th	0,12	
Contribución total por ingestión		0,29	0,2-1,0
Total		2,4	1-13

Tabla 6.10: Dosis equivalentes efectiva anual originadas en fuentes naturales.

En ciudades como Sidney, Berna, Berlín (ver figura 6.7a) o Tennessee la DDEA originada por irradiación externa (elementos naturales en la corteza y la atmósfera terrestre, radiación cósmica) es del orden de 0,20 $\mu\text{Sv/h}$ (1,8 mSv/año. La relación es 1 $\mu\text{Sv/h} = 8,76$ mSv/año). En ciudades de Argentina como La Plata, Bariloche, Calafate y Lima las DEEA son, en promedio, de 0,15 mSv/año. La misma dosis se obtiene en la entrada a la central nuclear de Atucha (Lima).

Un estudio de los niveles de actividad y DEEA de ^{40}K , ^{226}Ra , ^{232}Th y ^{137}Cs en suelos de la región de La Plata y Lima (Provincia de Buenos Aires, Argentina) se puede encontrar en [Montes 2016]. Las actividades determinadas de ^{226}Ra y ^{232}Th en la capa superficial de los suelos de La Plata están por debajo del promedio mundial, mientras que la de ^{40}K están por encima de este promedio, sin implicar un nivel de riesgo. La dosis en el exterior originados por los radionucleidos presentes en los suelos de La Plata está en el rango 0,19-0,25 mSv/año, valor inferior al promedio mundial. Las mismas dosis se determinaron en la ciudad de Lima (las diferencias son menores a la barra de error), lo que muestra que el complejo nuclear Atucha no ha modificado la distribución de radionucleidos en los suelos de la zona. En cuanto a la actividad de ^{137}Cs en los suelos de La Plata y Lima, se reportan actividades del orden de 3 Bq/kg. La similitud de los resultados permite concluir que la presencia de este radionucleido antropogénico no se origina en el complejo nuclear Atucha si no en los ensayos nucleares realizados en el hemisferio sur [Montes 2016].

En las regiones en que el suelo, más precisamente zonas arenosas, presenta concentraciones elevadas de radionucleidos, como en Kerala (India), Irán, zonas de Francia y Brasil, las DEEA van desde 30-40 mSv/año hasta más de 100 mSv/año, esto es más de 20 veces el promedio mundial. Estas playas presentan niveles de radioactividad superiores a la media debido a la presencia de minerales capaces de retener U y Th, como monacita y zircón. Hay playas con valores de actividad comparables a los valores medios (Figura 6.6 a), pero otras, como las playas de la ciudad de Guarapari, estado de Río de Janeiro, Brasil, presentan niveles excepcionalmente altos de radioactividad natural. La DEEA en algunas áreas puede ser tan alta como 4,5 $\mu\text{Sv/h}$ (40 mSv/año) con valores de hasta 100 mSv/año (figura 6.6.b). Asimismo, las aguas termales pueden presentar niveles de radiación superiores al promedio. Ejemplos de estos casos son Mahallat, en el centro de Irán y Arkaroola en Australia.



Figura 6.6. DEE determinadas en a) Berlín (0,20 $\mu\text{Sv/h}$, nivel del mar); b) Playas de Guarapari (45 $\mu\text{Sv/h}$); c) en un avión a 5.000 m de altitud (0,8 $\mu\text{Sv/h}$).

Aunque los niveles de radioactividad localizados en algunas playas y aguas termales están muy por encima de los niveles naturales promedio, no son lugares donde las personas pasan largos períodos de tiempo. Una situación diferente es el caso de Ramsar, en el norte de Irán, donde sus habitantes están expuestos a DEEA mucho más altas que el promedio. Una de las razones de esto es el uso de la piedra caliza radioactiva natural que se encuentra en la zona y se emplea como material de construcción. Hay investigaciones en curso sobre si la exposición a largo plazo a niveles de fondo altos tiene efectos adversos para la salud, como el aumento de las tasas de cáncer entre los residentes de esta área, pero hasta el momento no se han encontrado efectos medibles.

La dosis equivalente efectiva anual debida a los rayos cósmicos a nivel del mar es en promedio 0,4-0,5 mSv/año, con pequeñas fluctuaciones por la latitud. Debido a las variaciones con la altitud, existen algunos centros urbanos, como Quito, La Paz o Denver, donde la población puede recibir dosis anuales varias veces mayores que las que reciben las personas que viven a nivel del mar. La DEEA para La Paz es cinco veces el promedio mundial. La variación de la tasa de dosis con la altura respecto al nivel del mar se puede expresar en la forma:

$$D(z) = D(0)[0,21 \cdot e^{-1,649z} + 0,79e^{0,4528z}] \quad (13)$$

donde $D(0)$ es la dosis a nivel del mar y z es la altitud en kilómetros. De esta forma, si la dosis al nivel del mar es $0,08 \mu\text{Sv/h}$, a 2.000 m será de $0,1 \mu\text{Sv/h}$, a 4.000 m $0,2 \mu\text{Sv/h}$ y a 12.000 m (la altura crucero de los vuelos transoceánicos) de $5 \mu\text{Sv/h}$ (figura 6.6.c). Así, en promedio, un viaje aéreo de 8 h da lugar a una DEE extra de $0,01 \text{ mSv}$. Las tripulaciones aéreas están sometidas a un mayor nivel de exposición como resultado de pasar períodos prolongados en altitudes elevadas. La DEEA promedio de estos trabajadores es 5 mSv/año . Es importante tener en cuenta que ese nivel está muy por debajo del límite superior de exposición ocupacional establecido por la Comisión Internacional de Protección Radiológica.

La dosis equivalente efectiva por irradiación interna se estima en $0,3 \text{ mSv}$ por año, la mitad de la cual se debe al ^{40}K . Un ejemplo de esto es el estudio de niveles de actividad y dosis reportados en leches de Argentina [Desimoni 2009]. En este estudio se consideraron leches de diferentes regiones de Argentina, de Uruguay y de Chile obtenidas en diferentes años, por lo cual se pudo hacer un estudio de los niveles de actividad y dosis extendido en el espacio y el tiempo. Los niveles de actividad γ detectados se originan principalmente en ^{40}K . La actividad de radionucleidos naturales de las cadenas del U y el Th están por debajo del nivel de detección. En cuanto al ^{137}Cs , sólo se detectó en las leches chilenas y en muy bajos niveles (similares a los reportados para Nueva Zelanda). La presencia de este radionucleido antropogénico se asocia a los ensayos nucleares realizados en el pacífico sur. Del consumo anual promedio de leche en Argentina (219 l/habitante sin discriminar edad de los consumidores) y de los coeficientes de dosis reportados por la UNSCEAR para ^{40}K pesados por la pirámide poblacional se determinó una DEEA de $80\text{-}180 \mu\text{Sv/año}$, con un promedio de $143 \mu\text{Sv/año}$. Este valor es similar al promedio mundial ($170 \mu\text{Sv/año}$) y menor a la dosis recomendada por ICRP ($220 \mu\text{Sv/año}$).

La yerba mate (*Ilex paraguayensis Saint Hilaire*) es diariamente consumida en forma de infusión por aproximadamente el 60% de la población de Argentina, sur de Brasil, Paraguay y Uruguay siendo, por lo tanto, una vía cotidiana de incorporación de radionucleidos. En la Argentina la yerba mate se comercializa en variedades que incluyen en todos los casos la hoja de la planta más una cantidad variable de palo. Una caracterización radiológica de emisores γ en yerba mate de diferentes regiones de Argentina se puede encontrar en [Sives]. Se determinó que la actividad se origina principalmente en ^{40}K , existiendo una correlación entre la actividad y la proporción palo-hoja. Las actividades de los nucleidos de las cadenas naturales del U y el Th están por debajo del límite de detección. En algunas muestras se detectó la presencia del radionucleido antropogénico ^{137}Cs . Su origen no es claro. Una posibilidad es que provengan del uso de fertilizantes fosfatados importados.

Para distinguir la importancia relativa de cada fuente de exposición, estas contribuciones se grafican en la figura 6.7.

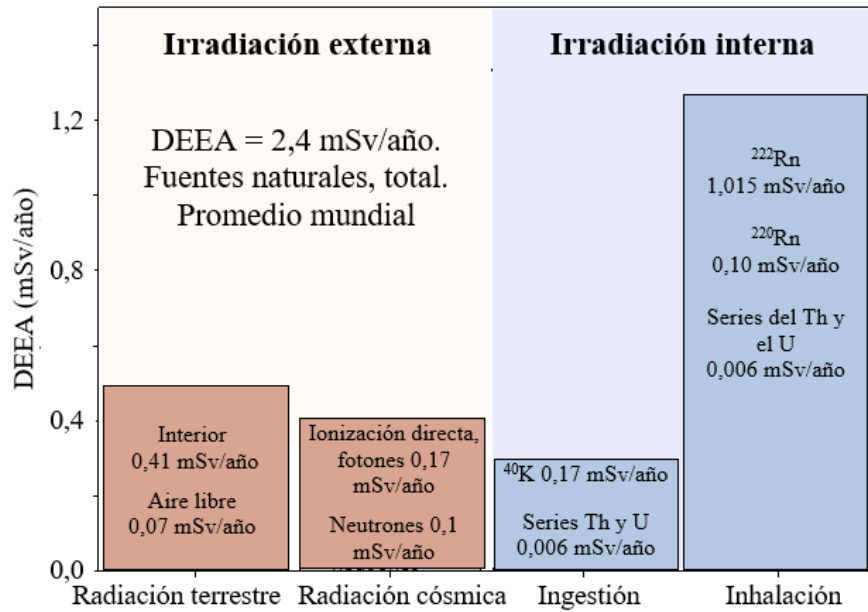


Figura 6.7. Contribuciones internas y externas a la dosis efectiva anual (DEEA) originadas en fuentes naturales.

Como ya mencionamos, la principal fuente de exposición a la radiación artificial para el hombre son los exámenes médicos. Los valores promedios para una población dependen de la frecuencia con que los individuos se someten a exámenes. En países desarrollados se estima que se toman entre 300 y 900 radiografías por año por cada 1.000 habitantes, mientras que en los subdesarrollados este número es diez veces menor, siendo la dosis media mundial asociada a prácticas médicas 0,4 mSv anuales, con fuertes variaciones en la dosis individual de una persona a otra. Debemos tener en cuenta que, si bien el número de procedimientos médicos que involucran radiaciones ionizantes se ha incrementado con los años, las mejoras en el instrumental contribuyen a que la dosis implicada en cada práctica haya disminuido. Algunos tratamientos y técnicas de diagnóstico que utilizan radionucleidos implican altas dosis, que pueden llegar a ser 1.000 o 10.000 veces superiores al fondo natural. A modo de ejemplo, en la figura 6.8 mostramos el caso de un paciente al que se le inyectó un radiofármaco que contiene como marcador ^{99m}Tc. Antes de la inyección la medición junto al paciente es de 0,07 μSv/h. Luego de inyectado el radiofármaco y terminado el tratamiento la medición en idénticas condiciones es 300 μSv/h. La semivida física del ^{99m}Tc es de 6 h y la semivida biológica es de 24 h, dando una semivida en el cuerpo de 5 h. El tiempo que debe transcurrir entonces para que los resultados de las mediciones retornen a los niveles previos a la inyección del radiofármaco es de unas 45 horas. En la tabla 6.11 presentamos las dosis involucradas en algunas prácticas médicas. Para facilitar la comparación hemos incluido el equivalente en días de fondo natural promedio.

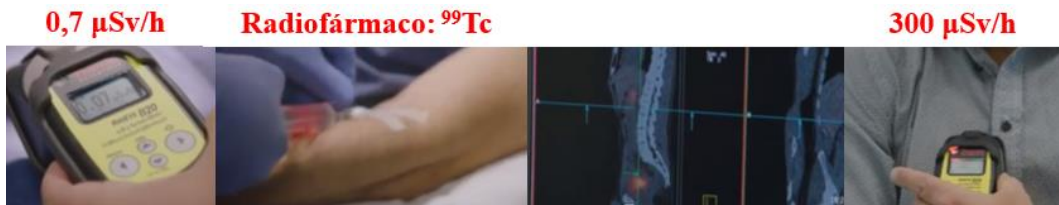


Figura 6.8. Paciente que recibió un radiofármaco que contiene ^{99m}Tc . La dosis medida luego de la incorporación del radiofármaco se incrementa en un factor 400.

Procedimiento	DEE (mSv)	Número equivalente de radiografías de tórax	Equivalente en fondo natural
Radiografías			
Radiografía de extremidades y articulaciones (excluida cadera)	<0,01	<0,5	1,5 días
tórax, postero-anterior	0,02	1	3 días
Cráneo	0,07	3,5	11 días
Columna dorsal	0,7	35	4 meses
Columna lumbar	1,3	65	7 meses
Caldera	0,3	15	7 semanas
Pelvis	0,7	35	4 meses
Abdomen	1,0	50	7 semanas
Esofagograma	1,5	75	8 meses
Tránsito intestinal	3	150	16 meses
Enema opaco	7	350	3,2 años
TC de cabeza	2,3	115	1 año
TC de tórax	8	400	3,6 años
TC de abdomen o pelvis	10	500	4,5 años
Gammagrafías			
Pulmonar de ventilación (^{133}Xe)	0,3	15	7 semanas
Pulmonar de perfusión (^{99m}Tc)	1	50	6 meses
Renal (^{99m}Tc)	1	50	6 meses
Tiroides (^{99m}Tc)	1	50	6 meses
Ósea (^{99m}Tc)	4	200	1,8 años
Cardíaca dinámica (^{99m}Tc)	6	300	2,7 años
PET de la cabeza (^{18}F)	5	250	2,3 años

Tabla 6.11. Dosis efectivas equivalentes asociadas a diversos procedimientos de diagnósticos y su equivalente aproximado en radiografías de tórax y radiación de fondo natural. TC: tomografía computada. PET: tomografía de aniquilación de positrones.

Como ejemplo de zonas afectadas por accidentes nucleares, veamos mediciones en la región ucraniana alrededor de Chernóbil, zona a la cual no se permite el acceso libre (figura 6.9). Al realizar un monitoreo radiológico en una zona tan amplia hay que tener en cuenta que no hay una distribución homogénea de los radionucleidos emitidos en el accidente, ya que estos se

depositaron en el suelo en función de las condiciones climáticas al momento de la liberación. Los elementos más significativos desde el punto de vista radiológico que se liberaron fueron ^{131}I (8,02 días de semivida) y ^{137}Cs (30,08 años de semivida). En la zona de exclusión se registran lugares con niveles de dosis de $10\ \mu\text{Sv/h}$ o más (unas 40 veces el fondo natural promedio). En la ciudad de Prípiat se registran niveles de $4\text{-}5\ \mu\text{Sv/h}$. Notemos que estos valores son menores a los registrados en las playas de Guarapari, que no se originan en contaminación ni accidentes nucleares. Frente al hospital de Prípiat (donde recibieron las primeras atenciones los bomberos que acudieron a combatir el incendio sin ninguna protección) se registra $4\text{-}5\ \mu\text{Sv/h}$. En los sótanos del hospital se registran niveles de $25\text{-}30\ \mu\text{Sv/h}$. Una bota de bombero que quedó allí abandonada registra $80\ \mu\text{Sv/h}$, más de 30 años después del accidente, lo que da una idea de a que se enfrentaron los bomberos (que no sólo estuvieron expuestos a altísimos niveles de irradiación externa. Los elementos radioactivos liberados se depositaron sobre su piel e ingresaron al cuerpo por ingestión e inhalación). En este sótano hay una habitación donde se depositó la ropa de los bomberos. En la puerta de dicha habitación se registran $0,5\ \text{mSv/h}$. Notar que las unidades son mSv, no $\mu\text{Sv/h}$. En el interior del depósito se miden $2\ \text{mSv/h}$, 10000 veces el fondo natural, pasados 30 años del accidente. En algunos puntos de este depósito el detector se satura, ya que el nivel de radiación supera su límite máximo de detección. .



Figura 6.9. a) Zona de exclusión en la región de Chernóbil. b) Ciudad de Prípiat. c) Ingreso al hospital de Prípiat. El traje plástico, guantes, protector ocular y máscara tienen por objetivo evitar que polvo radioactivo se deposite sobre la piel o que ingrese al organismo. c) Sótano del hospital. d) Habitación donde se depositó la ropa contaminada de los bomberos que apagaron el incendio en la central nuclear.

En Fukushima, la emisión de material radioactivo fue menor a la que se produjo en Chernóbil (10%). En la ciudad de Okuma, próxima a Fukushima se registran dosis de $5\text{-}6\ \mu\text{Sv/h}$ y en Kawamata $2\ \mu\text{Sv/h}$.

Límites de dosis

Las normativas relacionadas a dosis límites para los trabajadores de la industria nuclear (en todos sus aspectos y etapas), de la Medicina Nuclear, investigadores que manejan radionucleidos, mujeres embarazadas, lactantes o la población en general se basan en garantizar que los niveles de exposición a las radiaciones ionizantes se mantengan por debajo de valores que se consideran no aceptables. En la tabla 6.12 presentamos los valores guía recomendados por la ICRP. Para el caso de los trabajadores expuestos a radiaciones ionizantes se acepta un máximo de 100 mSv en un lapso de 5 años, con la condición de que en ningún año se superen los 50 mSv. Este es un ejemplo del criterio de fraccionamiento de dosis estipulado en las reglamentaciones de seguridad. Podemos ver también que existen límites para cada órgano en función de su radiosensibilidad. En cuanto al público, los límites para cada órgano son un 10% de los aceptados para trabajadores, los cuales se encuentran bajo control médico regular. La DEEA para el público establece que la dosis adicional que puede recibir la población no debe exceder de 1 mSv/año por encima del fondo natural del lugar de residencia. En base a este límite se determina la justificación de una práctica que implique la exposición a material radioactivo, la cual está ligada a sus beneficios y riesgos potenciales y la existencia, o no, de técnicas no radioactivas para obtener el mismo beneficio.

Límite anual ocupacional
Dosis equivalente efectiva total para todo el cuerpo: 20 mSv/año (promedio por año durante 5 años). No se pueden exceder los 50 mSv/ año Cristalino 150 mSv Piel y extremidades 500 mSv
Límite anual para la población.
Dosis equivalente efectiva total: 1 mSv/año por encima del fondo. Cristalino, Piel y extremidades 10% de la correspondiente a trabajadores adultos

Tabla 6.12. Dosis efectivas anuales máximas recomendadas por ICRP.

Para darnos una idea de estos límites de dosis (50 mSv/año para trabajadores controlados en el peor de los escenarios, 1 mSv/año por encima del fondo, los 5 mSv/año a los que están expuestos las tripulaciones aéreas), la dosis mínima claramente correlacionada con el incremento de la probabilidad de desarrollar algún tipo de cáncer es 100 mSv/año (notar las unidades). La dosis mínima que causa síntomas de envenenamiento radioactivo es 400 mSv/año, la correspondiente a envenenamiento radioactivo severo, incluso fatal, es de 2 Sv/año; la dosis fatal aún con tratamiento es 8 Sv/año. 10 minutos frente al reactor 4 de Chernóbil inmediatamente después de su explosión implicaba una dosis de 50 Sv. Al final de este capítulo presentamos comparaciones de diferentes fuentes de exposición.

La combinación de los límites de dosis y el cálculo dosimétrico permite establecer las concentraciones máximas de determinados radionucleidos en laboratorios y otros ambientes donde se manipulan elementos radioactivos. Por ejemplo, el gas ^{133}Xe se emplea en estudios de la función pulmonar. Se puede limitar la exposición a posibles fugas de este gas (o material

radioactivo volátil como soluciones concentradas de ^{131}I) a partir de los límites de dosis. Supongamos un trabajador expuesto en forma crónica durante un año laboral (2.000 hs) a algunos de estos gases y que aspira 2×10^4 ml de aire por minuto. La concentración máxima de ^{133}Xe para no superar las dosis límites es 3,7 kBq/ml de aire o $7,4 \times 10^{-4}$ kBq/ml.

La regla básica de radioprotección establece que las exposiciones se mantengan en un nivel tan bajo como sea razonablemente posible. Este es el concepto o criterio *ALARA* (*ALARA*, *As low as reasonable achievable*). El concepto ALARA se basa en el hecho que los límites de dosis de radiación ionizante y otras restricciones especificadas en las regulaciones son límites legales que no deben ser superados en ningún momento. Pero no deben ser considerados como umbrales por debajo de los cuales la exposición a la radiación ionizante no es motivo de preocupación. Aunque los riesgos asociados a los límites especificados en la normativa sean muy pequeños, no se asume que por debajo éstos se esté totalmente libre de riesgo y cualquier método o técnica razonable para reducir la dosis recibida puede tener potenciales beneficios a largo plazo.

Como filosofía operativa, el objetivo de las prácticas de seguridad radiológica no debe limitarse a mantener la dosis dentro de los límites legales, sino tan baja como sea razonablemente posible, teniendo en cuenta el estado de la tecnología y la economía en relación con los beneficios en salud y seguridad pública y consideraciones socioeconómicas en relación con el uso de energía nuclear en el interés público. En laboratorios de investigación, de Medicina Nuclear y en la industria nuclear el concepto ALARA tiene fuerza como medida reglamentaria y se aplica al manejo y almacenamiento de fuentes radioactivas, técnicas de blindaje, diseño, construcción y disposición de los laboratorios

Protección radiológica. Normas básicas

Existe un conjunto de criterios básicos que deben ser tomados en cuenta en radioprotección para evitar o minimizar la exposición del público a las radiaciones ionizantes. Estos criterios se basan en tres parámetros: distancia, tiempo y blindaje, la llamada regla TDS (*Time, Distance, Shielding*, figura 6.10):

- *Tiempo*. El tiempo que un individuo está expuesto a radiaciones ionizantes antropogénicas debe ser el menor posible. Cuanto menor sea el tiempo de exposición menor será la dosis recibida.

- *Distancia*. La distancia a la fuente radioactiva debe ser la máxima posible, ya que la dosis recibida a una distancia d de una fuente es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la misma. Es decir, si a una distancia d se mide una actividad A , a $2d$ la actividad se reduce a $A/4$. Además, dependiendo del tipo de radiación, la atenuación de la radiación ionizante por el aire se incrementa. Por ejemplo, las partículas α son totalmente atenuadas por 11 cm de aire, no siendo este el caso de la radiación γ .

- *Blindaje*. Interponer un blindaje, una barrera material entre la fuente y el individuo, permite atenuar la radiación y así disminuir la dosis. El principio se basa en la atenuación de la radiación

ionizante por los materiales. Para atenuar partículas β se utilizan materiales plásticos formados por elementos de bajo número atómico. Para el caso de radiación X o γ se usan materiales compuestos por elementos de alto número atómico, generalmente plomo o vidrio plomado. En el caso de neutrones se emplea agua como blindaje.

En muchos casos, para mejorar la protección se opta por combinar alguno o los tres métodos.

Finalmente, en el caso de trabajadores expuestos a radiaciones ionizantes es fundamental la medición de las dosis de radiación mediante la utilización de dosímetros personales.



Figura 6.10. La regla TDS (tiempo, distancia blindaje) para protección radiológica.

Últimos ejemplos

Para finalizar este capítulo, dejaremos ejemplos de dosis recibidas en diferentes situaciones, muchas de ellas de la vida cotidiana. No escribiremos más, dejaremos las figuras para que el lector compare y saque sus conclusiones. Una tabla similar se puede encontrar en <https://informationisbeautiful.net/visualizations/radiation-dosage-chart/>

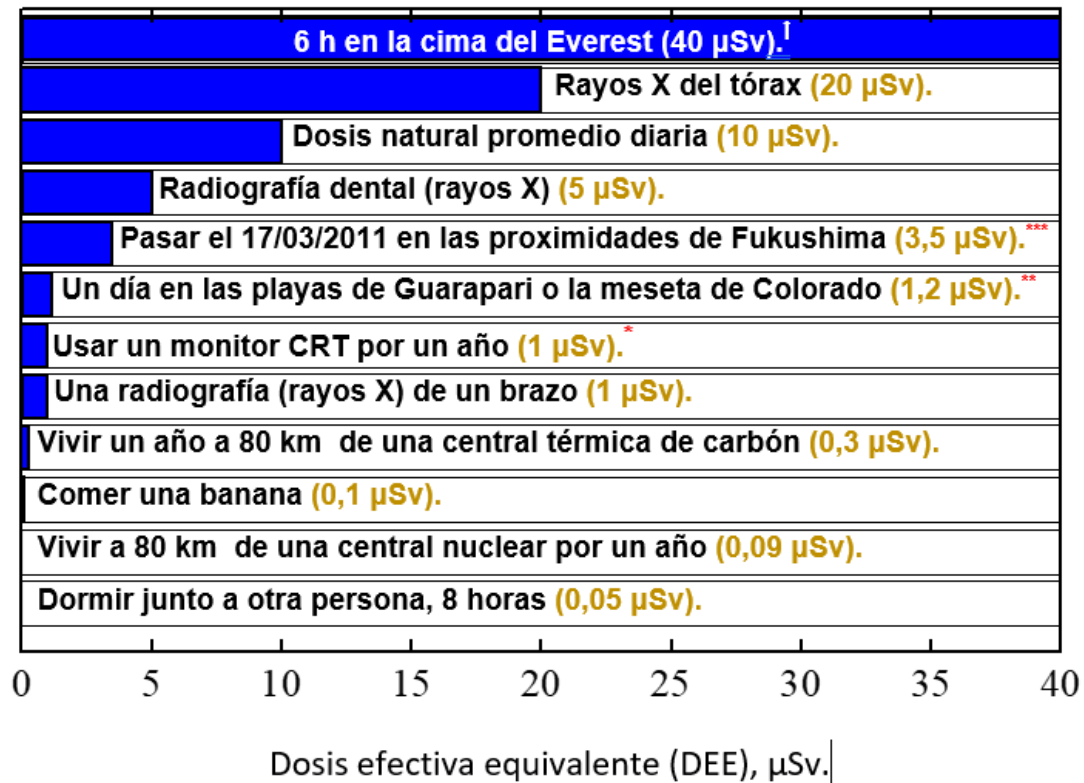


Tabla 6.13. Dosis efectiva equivalente por diferentes fuentes naturales y antropogénicas.

* Monitor CRT: Los ya antiguos monitores y televisores de rayos catódicos (CRT por las siglas en inglés de *Cathode Ray Tube*) son tubos de vidrio de alto vacío en su interior. En estos tubos, una fuente emite electrones, que son enfocados por un campo eléctrico hacia una pantalla cubierta de pequeños elementos fluorescentes, en general fósforo. Cuando un electrón incide sobre el fósforo se emite radiación, dando lugar a un punto brillante. Para generar imágenes a color, se empleaban tres cañones de electrones que emiten al mismo tiempo. Cada uno de estos tres electrones es dirigido a una pantalla con tres tipos de fósforos, que emiten en las longitudes de onda correspondientes al rojo, verde y azul. Con la combinación de los tres colores se genera la imagen a color. La mayoría de los monitores de los años 1980 y 1990 utilizaban pantallas de rayos catódicos. En el proceso de interacción de los electrones con el fósforo se producen rayos X, por lo cual se agregaba un blindaje de plomo para proteger al usuario de la radiación X emitidas. Esto hacía a estos monitores voluminosos y pesados. Además, los tubos más antiguos contenían sustancias tóxicas como cadmio, fósforo y bario, además de plomo. Por este motivo los monitores CRT fueron reemplazados por otras tecnologías seguras.

** Más precisamente, la dosis extra por pasar un día en un área con un nivel de radioactividad natural doble al del promedio mundial, como por ejemplo las playas de Guarapari, Estado de Río de Janeiro, Brasil o la meseta de Colorado, Estados Unidos de Norteamérica.

*** Dosis extra promedio por permanecer el 17/03/2011 en las proximidades del complejo nuclear de Fukushima (seis días después del terremoto y posterior tsunami).

† Dosis recibida en un vuelo intercontinental de 6 horas (unos 10.000 m de altura crucero) o permanecer 6 horas en la cima del Monte Everest (8848 m de altura).

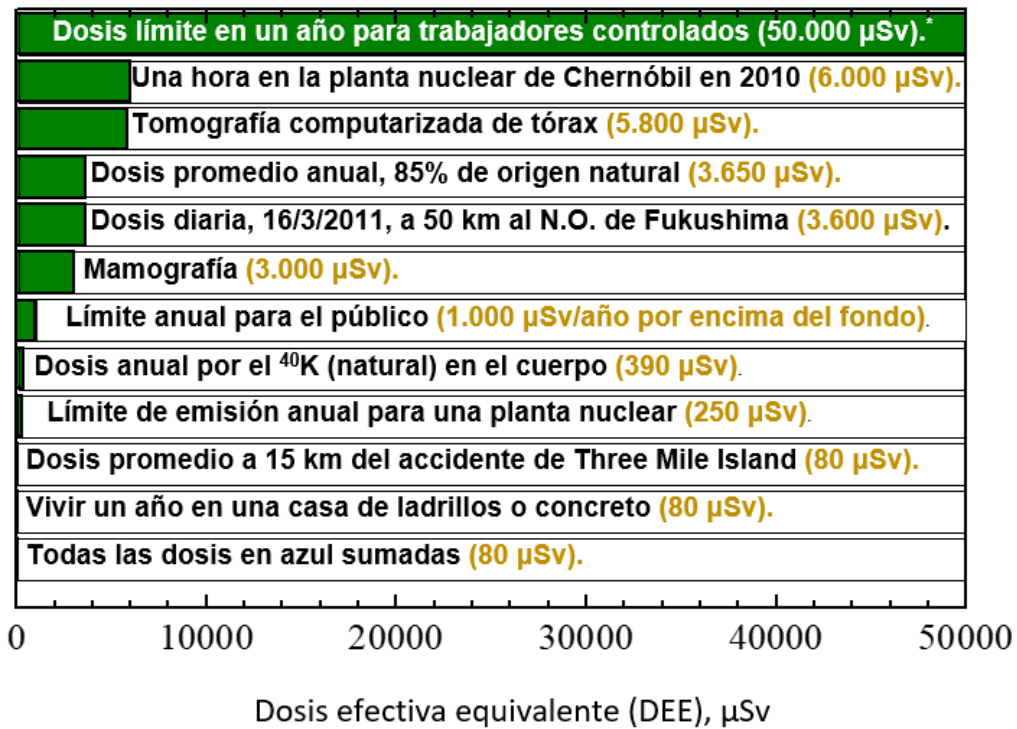


Tabla 6.14. Dosis efectiva equivalente por diferentes fuentes naturales y antropogénicas. Todas las dosis en azul sumadas se obtienen de la tabla 6.13.

* La dosis límite para un trabajador es de 100 mSv (100.000 μSv) en un lapso de 5 años, sin que se superen los 50 mSv (50.000 μSv) en un año.

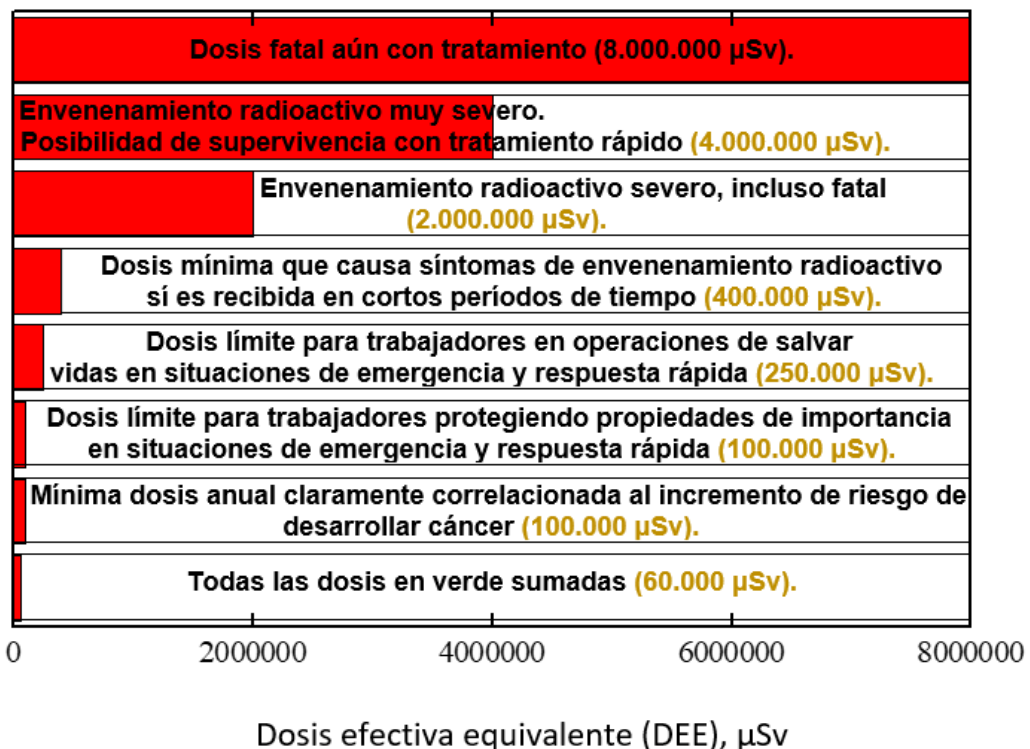


Tabla 6.15. Dosis efectiva equivalente por diferentes fuentes naturales y antropogénicas. Todas las dosis en verde sumadas se obtienen de la tabla 6.14.

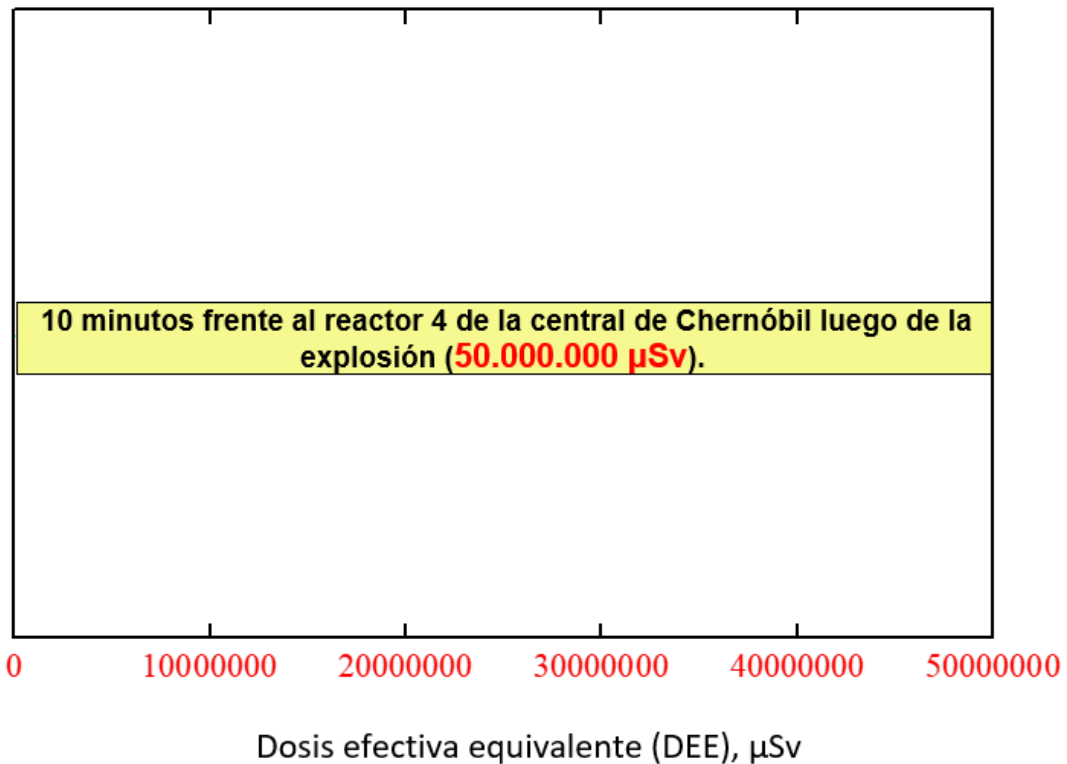


Tabla 6.16. Dosis efectiva equivalente por diferentes fuentes naturales y antropogénicas.

Referencias

- [Attix] Attix, F. H. (1986). Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. Nueva Jersey: John Willey & sons. Hoboken
- [Aurengo] Aurengo et al. (2005). Dose-effect relationships and estimation of the carcinogenic effects of low doses of ionizing radiation. París: Académie des Sciences & Académie nationale de Médecine.
- [Calabrese] Calabrese, E. J. (2004). Hormesis: from marginalization to mainstream: A case for hormesis as the default dose-response model in risk assessment, Toxicology and Applied Pharmacology 197, 125-136. doi:10.1016/j.taap.2004.02.007
- [Cherry] Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). Physics in Nuclear Medicine, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.
- [Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente, Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- [Duport] Duport, P. (2003). A database of cancer induction by low-dose radiation in mammals: overview and initial observations, International Journal of Low Radiation 1, 120-131. doi:10.1504/IJLR.2003.003488
- [Feinendegen] Feinendegen, L. E. (2005). Evidence for beneficial low-level radiation effects and radiation hormesis. British Journal of Radiology 78, 3-7. DOI: 10.1259/bjr/63353075

- [IAEA 2005] IAEA Radiation oncology physics: A handbook for teachers and students, Austria, 2005. ISBN 92-0-107304-6.
https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/Pub1196_web.pdf
- [ICRP 1977] ICRP. (1977). The 1977 recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Publication 26., Ann. ICRP 1, 3.
- [ICRP 1991] ICRP. (1991). The 1991 recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication, 60. Ann. ICRP 21, 1–3.
- [ICRP 2007] ICRP. (2007). The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 103. Ann. ICRP 37, 2-4. Se puede descargar en español de https://www.icrp.org/docs/P103_Spanish.pdf
- [Kaiser] Kaiser, J. (2003). Hormesis: Sipping From a Poisoned Chalice, *Science* 302, 376-379. doi:10.1126/science.302.5644.376.
- [Kondo] Kondo, S. (1993). *Health Effects of Low-Level Radiation*. Madison: Medical Physics Publishing Corp.
- [Montes 2016] Montes, M. L., Mercader, R. C. y Taylor, M. A. (2016). Activities of ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{40}K , and ^{137}Cs in surface soil and external dose assessment at two zones of Buenos Aires Province, Argentina, *Environ Earth Sci* 75, 320. DOI 10.1007/s12665-015-5173-1
- [NCRP] National Council on Radiation Protection (NCRP). (2001). *Evaluation of the Linear Nonthreshold Dose-Response Model for Ionizing Radiation*. Report No. 136., Bethesda, Maryland: NCRP.
- [Ninkovic] Ninkovic, M. M., Raicevic, J. J. y Adrovi, F. (2005). Air kerma rate constants for gamma emitters used most often in practice, *Radi. Prot. Dos.* 115, 247-250. <https://doi.org/10.1093/rpd/nci131>
- [Rossi] Rossi, H. H. (1996). Sensible radiation protection. *Health Physics* 70:394-395.
- [S.A.R.] Sociedad Argentina de Radioprotección. (1989). *Radiación: dosis, efectos, riesgos*. Buenos Aires: Sociedad Argentina de Radioprotección, 1989.
<https://radioproteccionsar.org.ar/>
- [Sekiya] Sekiya, M. y Yamasaki, M. (2016). Rolf Maximilian Sievert (1896–1966): father of radiation protection, *Radiol. Phys. Technol.* 9, 1–5. DOI 10.1007/s12194-015-0330-5.
 Se puede descargar en <https://link.springer.com/content/pdf/10.1007/s12194-015-0330-5.pdf>
- [Simmons] Simmons, J. A. y Watt, D. E. (1999). *Radiation Protection Dosimetry: A Radical Reappraisal*. Madison: Medical Physics Publishing Corp.
- [Sives] Sives, F., Demanrchi, S., Bibiloni, A. G., Cotes, S., Errico, L. A., Taylor, M. A., y Desimoni, J. (2010). Determinación de nucleídos emisores gamma en yerba mate, *Anales A.F.A.* Vol. 20, 21. Tandil: Asociación Física Argentina.
- [UNSCEAR 2012] UNSCEAR. (2012). *Report of the United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation Fifty-ninth session (2012)*.
https://www.un.org/ga/search/view_doc.asp?symbol=A/67/462012
- [Wolff] Wolff, S. (1998). The adaptive response in radiobiology: evolving insights and implications, *Environmental Health Perspectives* 106, 277-283. doi:10.2307/3433927.

Lecturas complementarias recomendadas

ICRP. (1991). Recommendations of the ICRP, ICRP Publ. No. 60, Ann. Of the ICRP, Vol. 21 (1-3), Oxford: Pergamon.

Eisenbud M. y Gesell, T. (1997). Environmental radioactivity from natural, industrial, and military sources. London: Academic press, London.

Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

Valkovic, V. (2000). Radioactivity in the environment. Physicochemical aspects and applications, Amsterdam: Elsevier.

ICRP, Recommendations of the ICRP, Elsevier.

[http://www.icrp.org/docs/ICRP_Publication_103-](http://www.icrp.org/docs/ICRP_Publication_103-Annals_of_the_ICRP_37%282-4%29-Free_extract.pdf)

[Annals_of_the_ICRP_37%282-4%29-Free_extract.pdf](http://www.icrp.org/docs/ICRP_Publication_103-Annals_of_the_ICRP_37%282-4%29-Free_extract.pdf)

UNSCEAR. (2010). Sources and effects of ionizing radiation, Report of the General Assembly with Scientific Annexes, Vol. 1, New York, 2010.

<http://www.unscear.org/unscear/en/publications.html>

CAPÍTULO 7

Detección de la radiación ionizante mediante detectores de ionización

La historia de la Física Nuclear ha visto el desarrollo de numerosos tipos de detectores de radiación ionizante, todos basados en el mismo principio fundamental: la transferencia de parte o toda la energía de la radiación incidente a la masa del detector, donde es convertida a una forma más accesible a la percepción humana. La forma en que la energía incidente es convertida en una señal utilizable depende del tipo de detector y de su diseño. En la actualidad, los detectores son mayoritariamente de naturaleza eléctrica, esto es, en algún momento la información sobre la radiación incidente es transformada en un pulso eléctrico, el cual es conformado y analizado por medios electrónicos, lo que permite un procesamiento rápido, seguro, preciso y relativamente económico de la información.

Como ya vimos, en los procesos radioactivos se emiten partículas cargadas (α , β^- , β^+) y radiación electromagnética (rayos X y γ con energías que van desde unos pocos keV a unos 2 MeV). Ambos tipos de emisiones “ven” a la materia en términos de sus constituyentes básicos: un agregado de electrones y núcleos. Cuando las partículas cargadas penetran en un medio, interactúan con los electrones y los núcleos que lo compone, transfiriendo su energía a la materia por diferentes procesos. Dado que por cada núcleo hay Z electrones y además la nube electrónica tiene un radio aproximadamente 10.000 veces mayor que el del núcleo, las interacciones con los electrones son más probables que con los núcleos. Las partículas cargadas interactúan con los electrones que componen el medio absorbente en forma coulombiana, transfiriéndoles su energía e induciendo ionizaciones (a este proceso se lo denomina *ionización primaria*) o excitaciones atómicas [Cherry, Desimoni, Leo]. En el primer caso, la interacción da lugar a la formación de un par electrón-ion positivo. Ambos componentes del par son partículas cargadas que pueden colectarse con un campo eléctrico. Esa carga colectada contiene entonces información sobre, al menos, la presencia de una radiación. En el proceso de excitación, un electrón es llevado a un estado de mayor energía del átomo. En su retorno al estado fundamental se emite radiación electromagnética que también puede usarse para la detección de las partículas incidentes.

La radiación γ , eléctricamente neutra, interactúa con la materia vía tres procesos básicos (fotoeléctrico, Compton y formación de pares, que en parte ya hemos mencionado en el Capítulo 1 y veremos con más detalle en el Capítulo 9) en los que se generan electrones, que son los “encargados” de ionizar y excitar a los átomos que componen el medio (*ionización secundaria*).

En este libro nos centraremos en tres tipos de detectores: los detectores gaseosos, los detectores centelladores y los detectores semiconductores. Describiremos cada tipo de detector,

sus principios físicos y operacionales básicos y las principales características de cada uno. Comenzaremos por el tipo más simple de detectores, los detectores gaseosos, e iremos avanzando a los más complejos.

Detectores gaseosos (o de ionización)

Como acabamos de mencionar, cuando la radiación emitida por una fuente radioactiva pasa a través de la materia, interactúa con los átomos y moléculas (o más precisamente, con los electrones y núcleos) que la componen, transfiriéndoles su energía, dando lugar (fundamentalmente) a procesos de ionización y excitación. La ionización es el proceso primario, de allí la denominación de radiación ionizante a las emisiones nucleares y, como veremos, ambos procesos están involucrados en la detección de la radiación. En algunos tipos de detectores se aprovechan los procesos de interacción, en otros la detección es vía la excitación. Los detectores gaseosos responden a la radiación generando corrientes eléctricas inducidas por ionización. De allí que también se los denomine *detectores de ionización*. Y así los llamaremos en lo que sigue.

El principio básico de los detectores de ionización es muy sencillo y se ilustra en la figura 7.1. El detector consiste en un gas contenido entre dos electrodos. El gas es el volumen sensible del detector, donde se producirá la interacción de la radiación ionizante con el medio material al cual transfiere su energía. A los electrodos se les aplica una diferencia de potencial ΔV , generándose entonces un campo eléctrico entre ellos. En ausencia de radiaciones, el gas es un aislante, y por lo tanto no hay corriente eléctrica entre los electrodos ni en el circuito. Cuando una radiación ingresa a la ampolla provoca ionizaciones, tanto primarias como secundarias, en el gas. Los electrones producidos por la ionización son acelerados por el campo eléctrico hacia el electrodo positivo (el ánodo) y los iones (positivos) al electrodo negativo (el cátodo), como se muestra en la figura 7.1, dando lugar a un pulso de corriente que puede ser registrado por el contador. Esta corriente contiene información sobre la radiación, ya sea su presencia, el número de radiaciones que llegan al gas por unidad de tiempo, o (en ciertas condiciones) la energía de cada radiación incidente. Vemos entonces que el proceso de detección sigue la idea discutida al principio del capítulo: la radiación incidente interactúa con el volumen sensible del detector (el gas), produciendo modificaciones (ionizaciones) y estas modificaciones se convierten en un pulso eléctrico de salida que contiene la información sobre la radiación incidente.

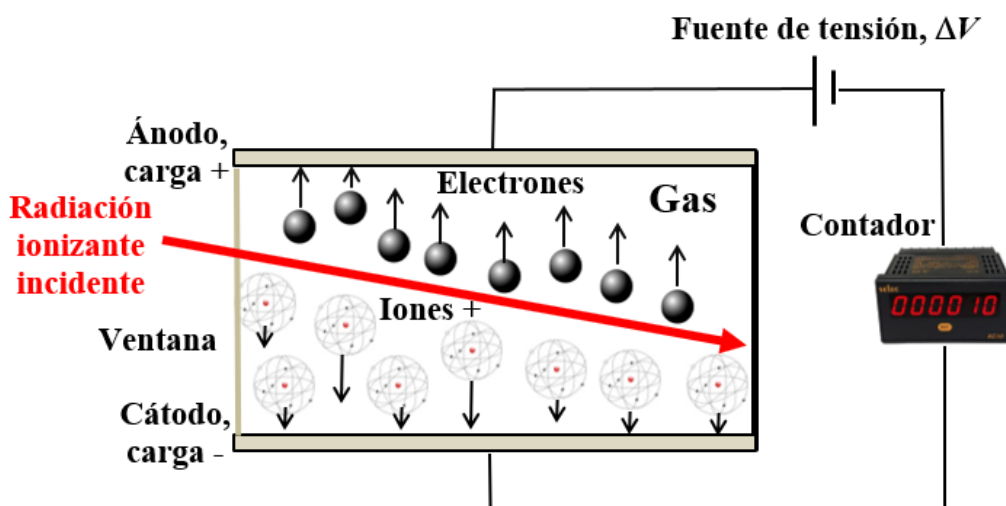


Figura 7.1. Principio básico de funcionamiento de un detector gaseoso. Los iones y electrones generados en el gas por la radiación ionizante son colectados en el ánodo y el cátodo, dando lugar a un pulso de corriente que es registrado por el contador.

Lo primero que podríamos preguntarnos es por qué se emplean gases en los detectores de ionización. La respuesta es que tanto los electrones como los iones tienen alta movilidad en los gases, por lo cual no hay ningún factor asociado al material detector (en este caso el gas) que afecte la colección de carga. Además, los procesos de ionización y excitación en gases han sido muy estudiados y bien comprendidos. En la tabla 7.1 presentamos la energía necesaria para la creación de un par electrón-ion (E_{form}). En todos los casos, esta energía está en el rango 20-40 eV y es prácticamente independiente del tipo de partícula que compone la radiación. De esta forma, si la radiación incidente sobre el detector tiene una energía E , el número de electrones (o iones) generados en el gas será:

$$N = E/E_{form}. \quad (1)$$

Así, en el caso del Ar, por cada keV de energía depositada en el gas, se generan del orden de 38 pares electrón-ion (ver Tabla 7.1). Debemos señalar en este punto que el proceso de interacción de la radiación ionizante con el gas es un proceso de naturaleza estadística, por lo cual " N " debe pensarse como un promedio al cual se le debe incorporar la dispersión estadística alrededor de este valor.

Notemos que en la tabla 7.1 distinguimos entre potencial de ionización y la energía necesaria (media) para la creación de un par electrón-ion, E_{form} . Notemos también que E_{form} es siempre mayor que el potencial de ionización, del orden de tres veces el potencial de ionización. El potencial de ionización es la energía necesaria para arrancar un electrón de un átomo aislado de un elemento. En el caso de un gas, la energía que se le entrega al mismo no se usa solamente para producir ionizaciones, ya que parte de esta energía produce excitaciones y otros procesos (por ejemplo, calor). Por eso E_{form} es siempre mayor que el potencial de ionización. Veamos esto con un ejemplo, el caso más sencillo. Aplicando el modelo de Bohr, podemos calcular los niveles de energía del átomo (aislado) de H. Estos niveles presentan energías discretas dadas por $E_n = -$

$13,6/n^2$ (ver capítulo 1). El electrón del H en el estado de menor energía está en el estado $n=1$. Para ionizar el átomo de H, debemos llevar el electrón al estado $n=\infty$. Es decir, la energía necesaria para ionizar el átomo es $E_{n=\infty}-E_{n1}=13,6$ eV. Este es el potencial de ionización. En un gas de H, deberíamos recalcular esta energía por la formación de la molécula de H_2 y obtendríamos, para una molécula aislada de H_2 , 15,4 eV (ver tabla 7.1). En un gas, lo que se verifica es que por cada keV de energía que se deposita no se producen $N = 1000 \text{ eV}/15,4 \text{ eV}=65$ pares ion-electrón. Se producen $N=1000 \text{ eV}/E_{ion} = 1000 \text{ eV}/37 \text{ eV} = 27$ pares ion-electrón, ya que, como mencionamos anteriormente, no toda la energía depositada produce ionizaciones.

Los gases listados en la tabla 7.1 son los comúnmente empleados en los detectores gaseosos. El gas puede estar en una cámara sellada o abierta, es decir, aire atmosférico (el aire de la tropósfera está compuesto en condiciones normales de presión y temperatura por 78,08 % de N_2 , 20,94 % de O_2 , 0,93 % de Ar, 0,035 % de CO_2 y 0,003 % de gases inertes como Ne). Normalmente se usa una mezcla de un gas inerte con un gas orgánico. El gas inerte que más se emplea es Ar, que permite trabajar con diferencias de potencial relativamente bajas y es económico. La desventaja de los gases es que, debido a su baja densidad, los detectores gaseosos tienen baja eficiencia para detectar fotones X o γ (del orden de 1% de los fotones X o γ interactúan con el gas encerrado en los detectores gaseosos y dan lugar a los procesos de ionización), aunque detectan prácticamente todas las partículas β o α que traspasan la ventana del detector.

Finalmente, en la figura 7.1 asumimos a los electrodos como placas paralelas, pero pueden ser de diferentes geometrías. La geometría más común es un cilindro con el gas en su interior y un alambre central (coaxial). El alambre central es el ánodo (positivo) y la pared externa el cátodo (negativo), como mostramos en la figura 7.2. Entre estos electrodos se aplica una diferencia de potencial ΔV . En esta geometría el módulo del campo eléctrico, $\varepsilon(r)$, entre el ánodo y el cátodo viene dado por:

$$\varepsilon(r) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \cdot \frac{1}{r} \quad (2)$$

donde a es el radio del alambre central, b el radio interior del cilindro y r la distancia (radial) al alambre central. Notar que el campo eléctrico es más intenso en las proximidades del alambre central.

Gas	Potencial de excitación, eV	Potencial de ionización, eV	Energía de formación de un par electrón-ion (E_{form}), eV
H ₂	10,8	15,4	37
He	19,8	24,6	41
N ₂	8,1	15,5	35
O ₂	7,9	12,2	31
Ne	16,6	21,6	36
Ar	11,6	15,8	26
Kr	10,0	14,0	24
Xe	8,4	12,1	22
CO ₂	10,0	13,7	33
CH ₄		13,1	28
Aire			33,7

Tabla 7.1. Potenciales de excitación, ionización y energía necesaria para crear un par ion-electrón de los gases más comúnmente empleados en los detectores gaseosos.

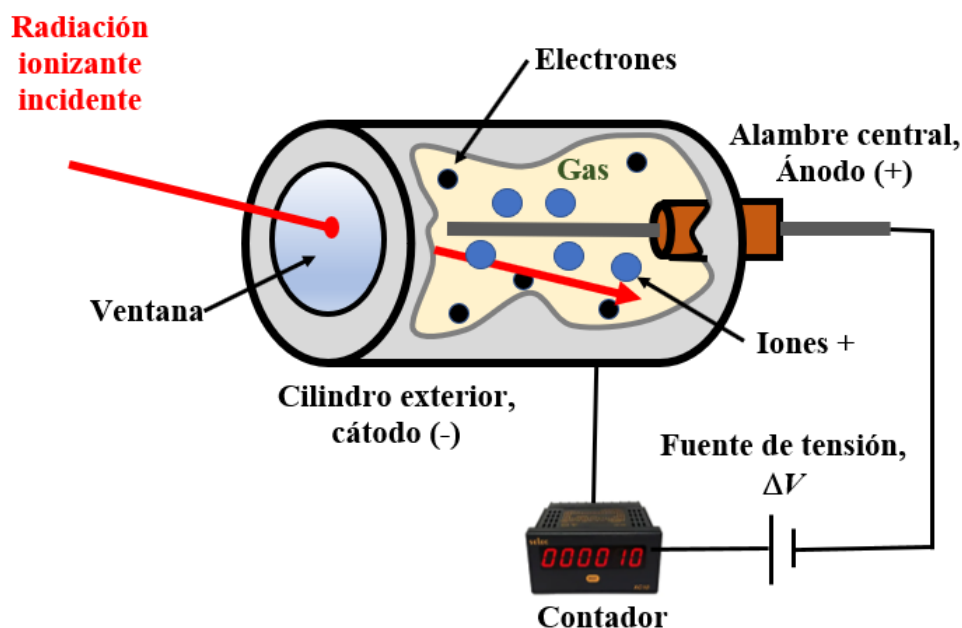


Figura 7.2. Detector de ionización con geometría cilíndrica (coaxial). El alambre central es el ánodo y la pared externa el cátodo.

Los detectores de ionización fueron desarrollados por Hans Geiger y Ernest Marsden desde el año 1908. Los primeros desarrollos eran muy poco fiables, y el estudio y las mejoras del dispositivo llevaron a Geiger y Marsden a múltiples ensayos durante los siguientes cinco años. Hans Geiger regresó a Alemania, más precisamente a la Universidad de Kiel, donde dirigió su propio laboratorio y continuó mejorando sus métodos para “contar radiaciones” con la ayuda de un discípulo, Walther Müller. La versión definitiva del contador Geiger era un dispositivo eficiente, fiable, duradero y portátil, que además permitía detectar diferentes tipos de radiaciones

ionizantes. De esta forma, los detectores de ionización fueron los primeros dispositivos eléctricos empleados para la detección de la radiación. Buena parte de las investigaciones y los avances en Física Nuclear y Física Médica en la primera mitad del siglo XX se realizaron con estos detectores.

Durante la primera mitad del siglo XX se desarrollaron tres tipos de detectores de ionización basados en el mismo principio: la cámara de ionización, el contador proporcional y el contador Geiger-Müller. Su diseño básico no ha cambiado demasiado desde la década de 1940. A partir de los años 1960, el desarrollo de nuevos dispositivos y el desarrollo de la electrónica y nuevos sistemas de adquisición han dado lugar a nuevas aplicaciones para estos dispositivos. Entre los desarrollos, una propuesta es emplear líquidos en lugar de gases como medio detector para aumentar la eficiencia de detección para el caso de radiación X y γ . Más allá de estos desarrollos, el uso actual de estos detectores es básicamente como monitores de radiación, ya que son baratos, simples de operar y fácil de mantener.

Cámara de ionización, contador proporcional y el contador Geiger-Müller

Habiendo discutido la idea básica de los detectores de ionización, podemos discutir qué diferencia existe entre cada uno de los tres tipos de detectores de ionización que mencionamos. Las diferencias operacionales entre estos tipos de detectores, todos basados en el mismo principio de funcionamiento, radican en el voltaje aplicado entre los electrodos. Dicho de otra manera, la señal de corriente observada a la salida del detector depende del voltaje aplicado ΔV , que define diferentes regiones de operación [Alonso]. Esto lo ilustramos en la figura 7.3 para el caso de dos partículas diferentes (también podría ser que las curvas correspondieran a dos partículas del mismo tipo, pero con diferentes energías). Estudiaremos en lo que sigue esta curva y como la misma define los diferentes tipos de detectores gaseosos.

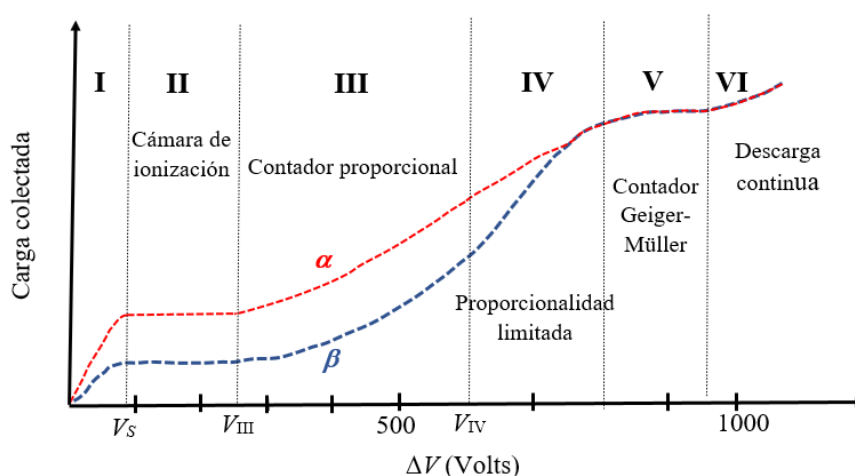


Figura 7.3. Número de iones colectados en función de la diferencia de potencial aplicada entre los electrodos para partículas α y β .

Al producirse la ionización, tenemos dos fenómenos en juego. Por un lado, el ion de carga positiva y el electrón de carga negativa se atraen, tratan de volver a unirse, dando lugar a la *recombinación*. A su vez, el campo eléctrico aplicado separa las cargas positivas de las negativas, acelerando las primeras hacia el cátodo y a las negativas hacia el ánodo. Tenemos entonces dos fenómenos en competencia. La intensidad de cada uno de estos efectos depende del tipo de gas, del tamaño del detector, pero sobre todo del voltaje aplicado.

En la situación $\Delta V = 0$ no hay campo eléctrico aplicado. Por lo tanto, los iones atraen a los electrones y se recombinan, no hay colección de carga ni pulso eléctrico de salida. Al comenzar a aplicar una diferencia de potencial entre los electrodos tenemos la región I en la figura 7.3. En esta región, ΔV es tan baja que la velocidad que adquieren los iones y electrones es pequeña, dando lugar a una alta probabilidad de recombinación. Al aumentar ΔV , empieza a aumentar la velocidad de los iones y de los electrones, y por lo tanto disminuye la probabilidad de recombinación y aumenta la colección de carga. Así, la amplitud de la señal aumenta con la diferencia de potencial aplicada entre los electrodos. Pese a este incremento en la amplitud de la señal de corriente, la misma es muy débil y puede degradarse o perderse. No es una región que se pueda usar para detección.

Si seguimos aumentando la diferencia de potencial entre los electrodos, vemos que se llega a un punto a partir del cual la amplitud de la señal no cambia con el voltaje aplicado. En este punto comienza la región II. Esto ocurre porque llega un momento en que el voltaje aplicado es suficiente para coleccionar todos los pares generados. A este voltaje, a partir del cual comienza la región II, se lo denomina *voltaje de saturación* (V_s). La señal de salida en esta región no depende de ΔV porque, simplemente, toda la carga generada por ionización ha sido coleccionada y, por lo tanto, incrementar ΔV no se traduce en una mayor colección de carga. Típicamente, el voltaje de saturación es de unos 50-300 V, dependiendo del diseño del detector. Cuando se opera en esta región, el detector se denomina *cámara de ionización*.

En general, la corriente generada en la región de la cámara de ionización es tan pequeña que se requiere de un circuito electrónico amplificador muy sensible para medirla. Podemos calcular la carga coleccionada para darnos una idea de la magnitud del pulso de salida del detector. Supongamos un detector con aire atmosférico como gas y una radiación incidente con energía de 1 MeV. Como ya vimos en la Tabla 7.1, E_{form} del aire es del orden de 34 eV. En estas condiciones, el número medio de pares ion-electrón producidos por ionización es:

$$N = \frac{E}{E_{form}} = \frac{1 \times 10^6 \text{ eV}}{34 \text{ eV}} \approx 3 \times 10^4 \text{ pares ion - electrón.} \quad (3)$$

Este es también el número de electrones generados por el proceso de ionización. Este número de electrones equivale a una carga coleccionada de 3×10^{-15} C.

Podemos avanzar un poco más. Al detector se lo puede pensar como un capacitor de placas plano-paralelas con la región entre placas completamente ocupada por el gas. Sigamos suponiendo que el gas es aire atmosférico y la radiación de 1 MeV. Para una cámara de ionización de tamaño medio, de unos 100 cm² con una separación de 1 cm entre las placas, la

capacidad es del orden de 9 pF (recordar que la capacidad de un capacitor de placas plano-paralelas viene dada por $C = \epsilon_{\text{aire}} \cdot A/d$, siendo A el área de las placas y d la separación entre ellas y ϵ_{aire} la permitividad del aire [Young, Serway]). De la definición de capacidad, obtenemos que el voltaje del pulso generado a partir de la carga colectada viene dado por:

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{3 \times 10^{-15}}{9 \text{ pF}} \approx 0,3 \text{ mV} \quad (4)$$

Este voltaje es, como ya advertimos, muy pequeño y debe ser amplificado hasta por un factor 10000 para su análisis.

Notemos de (4) que la amplitud de voltaje de la señal de salida es independiente de la diferencia de potencial aplicada entre los electrodos y proporcional al número de pares ion-electrón generados por la radiación incidente y, por lo tanto, a la energía depositada por la radiación en el volumen del gas. De esta forma, a partir de la carga colectada, podríamos distinguir entre partículas o la energía de la radiación incidente (ver figura 7.3). Lo que sí depende del voltaje aplicado es la fuerza (eléctrica) sobre los iones y los electrones y, por ende, en esta región ΔV determina la velocidad de deriva de los electrones y de los iones en su movimiento hacia los electrodos de la cámara. Para una diferencia de potencial $\Delta V = 100 \text{ V}$, un valor típico de funcionamiento de las cámaras de ionización, los iones se mueven a velocidades del orden de 1 m/s y tardan unos 0,01 s en atravesar una cámara de 1 cm de espesor. Los electrones, por su menor masa, tienen mayor velocidad y el tiempo para alcanzar el ánodo se reduce a una milésima parte, 0,01 ms. Este tiempo es excesivamente largo para los niveles de actividad con los que normalmente se trabaja en la detección de radiaciones nucleares. De esta forma, el tiempo de colección pone un límite al número de radiaciones por unidad de tiempo que se pueden procesar. A modo de ejemplo, una fuente que tiene una actividad de $3,7 \times 10^7 \text{ Bq}$ implica un promedio de una desintegración cada $0,03 \mu\text{s}$, órdenes de magnitud menor al tiempo de colección. Por lo tanto, la cámara de ionización no sirve como contador de señales individuales (salvo para muestras de actividades extremadamente bajas) o para analizar muestras de alta actividad, ya que las señales se superpondrían durante el largo tiempo de colección, dando lugar a una señal en la cual la información sobre la radiación incidente se distorsiona o directamente se pierde. El uso más extendido de las cámaras de ionización en la actualidad es como dosímetros personales [Cherry].

Al aumentar el voltaje, se llega a un punto V_{II} a partir del cual la carga colectada vuelve a aumentar al incrementarse la diferencia de potencial entre los electrodos. Esto se debe a que los iones y los electrones iniciales (primarios) se aceleran a una velocidad tal que tienen energía suficiente para generar ionizaciones adicionales de otros átomos del gas, lo que se denomina *ionización secundaria*. Estos electrones secundarios pueden a su vez causar más ionizaciones, dando lugar a un efecto o proceso de cascada (avalancha de Townsend. El nombre se debe al físico británico John Sealy Townsend, quien descubrió el mecanismo de ionización en sus trabajos realizados entre 1897 y 1901 [Townsend]). Si se aumenta la diferencia de potencial entre los electrodos aún más, el número de ionizaciones secundarias crece y da lugar a un efecto de multiplicación. La carga colectada se puede escribir entonces:

$$Q_{colectada} = f \cdot \frac{E}{E_{ion}} \quad (5)$$

donde f es el factor de amplificación, valor por el cual se incrementa el número de ionizaciones para una cierta diferencia de potencial entre electrodos. f aumenta rápidamente con ΔV , pudiendo ser tan alto como 10^6 , dependiendo del diseño de la cámara y de la diferencia de potencial aplicada entre los electrodos. En esta región tenemos el *contador proporcional*. Notemos de la ecuación (5) que la carga colectada es proporcional a la energía depositada en el volumen de gas por la radiación incidente, de allí el nombre contador proporcional. De esta forma, los pulsos de salida son mayores que en la región anterior y se conserva la dependencia de la carga colectada con la energía de las radiaciones incidentes. Como comentario, debemos mencionar que los contadores proporcionales no son simplemente cámaras de ionización operadas a mayor diferencia de potencial. Están especialmente diseñados para optimizar la amplificación, tanto en términos del valor de f como la linealidad entre la carga colectada y la energía de la radiación incidente en el proceso de amplificación.

Las avalanchas se producirán en las regiones donde el campo es más intenso. Si nos remitimos al detector coaxial de la figura 7.2, las avalanchas ocurrirán cerca del ánodo (ver ecuación 2). Esta región corresponde a una pequeña fracción del volumen de la cámara, por lo que la gran mayoría de los pares ion-electrón primarios son creados lejos de esta región central y, dado que la deriva de los electrones es lenta, transcurre un cierto tiempo (*tiempo de deriva*) hasta que se inicia el proceso de avalancha. Debido a que la señal de salida se origina principalmente del proceso de avalancha, el cual ocurre muy rápidamente, la velocidad de detección viene determinada entonces por el tiempo de deriva de los electrones desde el punto donde se produjo la ionización primaria a la región próxima al ánodo donde ocurre la avalancha. Este tiempo es del orden de los μs y, por lo tanto, el contador puede procesar eventos a ritmos de conteo del orden de 10^6 cuentas/s.

En conclusión, los contadores proporcionales brindan una señal eléctrica producida por un evento individual, de mucha mayor intensidad que en el caso de las cámaras de ionización, conservando la proporcionalidad entre la carga colectada (contenida en el pulso eléctrico de salida) y la energía depositada por la radiación incidente. Por esto se pueden usar para estudiar eventos individuales y discriminar entre radiaciones de diferentes energías sobre la base de estudiar la amplitud del pulso eléctrico de salida. Los contadores proporcionales se emplean para detectar fotones y electrones de baja energía. Empleando como gas BF_3 o 3He se pueden detectar neutrones con energías en el rango 0,1 eV - 100 keV.

Aumentando aún más el voltaje, hasta el valor V_{IV} , se llega a la región IV, llamada *de proporcionalidad limitada*, que es poco útil en las aplicaciones prácticas. Al aumentar el voltaje, aumenta el número y tamaño de la avalancha. Esto hace que se produzcan efectos de apantallamiento de carga, lo que limita la relación entre la energía depositada y la carga colectada.

Si se sigue aumentando ΔV se llega a la región V, denominada *Geiger-Müller*. En esta región el detector está optimizado para maximizar el factor de multiplicación. La diferencia de potencial

aplicada es tal que la multiplicación por ionización secundaria es tan grande que, en lugar de una única avalancha localizada en un punto, se produce una reacción en cadena de ionizaciones secundarias que da lugar a múltiples avalanchas que se extienden a todo el volumen del detector.

Veamos brevemente por qué crece tanto el factor de amplificación en los detectores Geiger-Müller. En las condiciones de operación de estos detectores, los electrones acelerados por el campo eléctrico pueden provocar la excitación de las moléculas del gas. Las moléculas excitadas regresan a su estado fundamental en tiempos extremadamente cortos (del orden de 10^{-9} s) emitiendo fotones cuyas longitudes de onda están en la región visible o ultravioleta (UV) del espectro electromagnético. Si un fotón UV interactúa con las moléculas del gas o con la superficie del cátodo (interacción fotoeléctrica, ver Capítulo 1), se liberan electrones que pueden desencadenar una nueva avalancha a medida que se mueve hacia el ánodo [Cherry, Leo]. De esta forma, se propaga una avalancha de ionizaciones por todo el volumen de gas y a lo largo del ánodo.

En la región Geiger-Müller el factor de amplificación f puede llegar a ser de hasta 10^{10} . Es tan alta la amplificación que se pierde completamente la relación entre la carga del pulso generado y la energía y tipo de partícula incidente: más allá de las características de la radiación incidente o su energía un detector Geiger-Müller produce siempre el mismo pulso de salida, típicamente de 1 V de amplitud, por lo cual, en general, no se requiere de amplificación adicional. Notemos entonces que, si todos los pulsos de salida tienen una amplitud de 1 V, no podemos distinguir si la radiación incidente es α , β , γ o rayos X ni su energía. La información que nos brinda un detector Geiger-Müller queda entonces limitada a cuantos pulsos por unidad de tiempo llegaron al volumen sensible (el gas) del detector. Es decir, es una medida de la actividad de una fuente radioactiva.

A medida que la avalancha progresa, los electrones son rápidamente colectados (el tiempo de colección de carga es del orden de 10^{-6} s). Pero, los iones positivos, por su mayor masa, son lentos, por lo cual el tiempo de colección de los iones es mucho mayor que el de los electrones (10^{-4} - 10^{-3} s). Por lo tanto, los iones no se mueven lejos del punto donde se generaron, cercano al alambre central, lo que provoca una nube de cargas positivas alrededor del ánodo que reduce el campo eléctrico, dando fin a la avalancha, ya que la intensidad del campo eléctrico efectivo no es suficiente para acelerar electrones a la energía suficiente para seguir produciendo ionizaciones.

El ciclo se completa luego que los iones positivos hayan alcanzado el cátodo y sido neutralizados. En este punto surge un problema. Los iones positivos, al aproximarse a una cierta distancia del cátodo, pueden arrancar electrones de éste para neutralizar su carga positiva. Los electrones que son capturados por los iones ocupan niveles de alta energía, por lo cual el átomo resultante puede quedar en un nivel excitado. Al decaer a su estado fundamental, el átomo emite radiación UV que puede ionizar átomos del gas y del cátodo, dando lugar a una nueva avalancha. Así, si no se toman precauciones, un único evento de radiación ionizante puede hacer que el contador Geiger-Müller entre en una serie de descargas continuas. La solución a esto es agregar un gas adicional en la ampolla (denominado *quenching*, extinguidor en castellano) para cortar la reacción en cadena, un efecto de auto extinguido. El *quenching* es el gas orgánico que se suele agregar a cualquiera de los gases inertes que comúnmente se emplea en los detectores de

ionización (ver tabla 7.1). Este gas debe liberar electrones fácilmente para neutralizar los iones positivos, no emitir fotones UV al desexcitarse y absorber los posibles fotones UV generados en el proceso de neutralización. En general, se emplean vapores orgánicos (por ejemplo, alcohol) o gases halógenos como Cl₂. Los vapores orgánicos son más eficientes, pero tienen menor vida útil que los gases halógenos.

Cuando el voltaje se incrementa a un valor muy alto, la tasa de conteo comienza de nuevo a incrementarse. Lo que ocurre en esta situación es que la diferencia de potencial entre los electrodos es tan grande que es suficiente para producir la ionización espontánea del gas. Es decir, aún sin radiaciones ionizantes, el contador colecta una gran cantidad de carga. A esta región se la denomina *de descarga espontánea*. Un detector de ionización no debe ser operado en esta región ya que la información no es útil ni confiable y, además, el gas *quenching* se consume rápidamente, acortando así la vida del dispositivo.

Los detectores Geiger-Müller son muy útiles para detectar la presencia de radiación y el nivel de actividad en un dado sitio, pero no pueden determinar ni la energía de dicha radiación ni el tipo de partícula incidente. Por este motivo son los más empleados a fines de monitoreos radiológicos rutinarios o de emergencia, ya que son fáciles de operar, son de construcción sencilla, robustos, portátiles, baratos y no requieren de un entrenamiento extensivo para su uso. Generalmente operan con voltaje en el rango 700 - 800 V, dependiendo del diseño de cada detector.

Primer trabajo experimental. Monitoreo ambiental mediante un contador Geiger-Müller

En los dos capítulos anteriores discutimos las fuentes naturales y antropogénicas de radiación ionizante y algunos valores de actividad y dosis medidas en diferentes regiones y matrices ambientales (suelos, aguas, alimentos, entre otras). Vimos también que estos monitoreos son muy importantes para establecer los niveles de dosis a la que está expuesta la población de cada región del planeta. Un monitoreo periódico también es fundamental para detectar descargas de material radioactivo al medioambiente. Conocer los niveles de radiación en una cierta región (la llamada *línea de base*) antes que una industria nuclear se establezca es imprescindible para conocer el impacto que esta actividad tiene sobre el medioambiente y los individuos. Un incremento en los niveles de radiación con respecto a la línea de base es un claro indicador de una descarga al medioambiente.

Un ejemplo que muestra la importancia de conocer los niveles de actividad en una dada región lo tenemos con el accidente nuclear de Chernóbil. El primer aviso sobre el accidente, fuera de la Unión Soviética, provino de la central de Forsmark, la segunda mayor planta nuclear de Suecia, localizada a unos 100 km al norte de Estocolmo. En la mañana del día 27 de abril de 1986 (el día posterior al accidente) un empleado pasó por delante de uno de los detectores de radiación al ingresar a la planta. En ese momento sonaron las alarmas al detectarse niveles elevados de radiación en los zapatos del trabajador. Lo primero que pensó el personal es que se había

producido un accidente allí mismo. Pero, pese a que el personal de la planta recurrió a todos sus instrumentos de detección y medición, no encontraron ninguna fuga ni problema. No había ninguna anomalía relacionada con la planta de Forsmark. Un análisis les permitió descubrir que los niveles de radiación en el exterior estaban por encima de la línea de base y pronto se hizo evidente que la contaminación provenía de la atmósfera. Al recolectar material (suelo y césped de la región) pudieron determinar que el tipo y concentración de elementos radioactivos presentes en las muestras se correspondían con las de las centrales nucleares soviéticas. Además, durante el fin de semana el viento había soplado desde el sureste y había llovido en el noreste de Suecia, lo que había contribuido a que las partículas radioactivas se depositaran en la zona. Dos días después, la Unión Soviética reconoció que había ocurrido un accidente en la central nuclear de Chernóbil, Ucrania (situada a 1.000 km al sur de Forsmark). La rápida detección permitió informar en una fase aún temprana a las autoridades suecas, y al mundo, del accidente [Forsmark].

En el capítulo anterior mencionamos también que la dosis originada por los radionucleidos presentes en el suelo y el aire y la radiación cósmica en ciudades como Tennessee, Sidney o Berlín estaba en el orden de 0,2 $\mu\text{Sv/h}$. Lo que haremos aquí es ver cómo se determinan esos valores. Presentaremos los resultados de un monitoreo ambiental realizado en diferentes puntos de la ciudad de La Plata y su entorno y en ciudades como Bariloche, Bahía Blanca y el Parque Nacional Los Glaciares, todas ubicadas en diferentes regiones del país. Mostraremos también los resultados obtenidos en la ciudad de Lima (norte de la Provincia de Buenos Aires, ciudad situada a muy pocos km de la Central Nuclear de Atucha) y en la entrada al complejo nuclear.

El monitoreo se realizó con un contador Geiger-Müller marca Inspector. El manual de operación y características técnicas se puede descargar, en inglés, francés y español, de la página web:

https://seintl.com/media/product_document/Inspector_Operation_Manual_Spanish_191118073606.pdf

Se trata de un detector portátil (sus dimensiones son 150x8x30 mm y su peso 323 g), de bajo costo, funciona con Ar como gas y un gas halógeno como *quenching*. Está optimizado para detectar bajos niveles de radiación y medir radiación α , β , γ y rayos X. Se emplea para detección y medición de contaminación superficial y ambiental, monitoreo de niveles de exposición durante el manejo de fuentes radioactivas y detección de radionucleidos emisores de baja energía. Mostramos una foto del detector, frente y parte trasera, en la figura 7.4.



Figura 7.4. Foto de la parte frontal (izquierda) y de la parte trasera (derecha) del detector Geiger-Müller marca Inspector. En la foto de la parte trasera se observa la ventana y, en la parte inferior, el compartimento para la batería de 9 V que alimenta al detector.

En el lado frontal está el panel de lectura y dos llaves selectoras. La primera permite elegir entre los tres posibles modos de medición:

- CPM CPS. Se visualiza la actividad en cuentas por minuto.
- Total/Timer. La visualización indica el total acumulado de cuentas durante un cierto período de tiempo.
- mR/h μ Sv/h. El visualizador numérico indica la exposición en mR/h o la dosis efectiva equivalente (DEE) en μ Sv/h. En este caso, el sistema mide la actividad y, mediante factores de ponderación promedio y una calibración interna, presenta la exposición y la dosis efectiva equivalente.

La segunda llave permite habilitar el modo audio, en el cual el detector emite un sonido cada vez que detecta un evento. Esta modalidad es útil en situaciones de monitoreo en condiciones de poca iluminación donde no se puede leer la pantalla. De esta forma, un incremento en el ritmo del sonido corresponde a un incremento en el nivel de actividad. Esta es una medición cualitativa, no cuantitativa, pero en muchos casos puede ser suficiente para detectar una contaminación o un punto de alta actividad.

Del lado trasero se encuentra la ventana de mica del detector (densidad de 1,5-2,0 mg/cm²) de un diámetro efectivo de 45 mm. La ventana permite que la radiación α , β , y rayos X y γ de baja energía puedan alcanzar el volumen sensible del detector, ya que estas radiaciones son fuertemente atenuadas o incluso no pueden traspasar la cubierta de plástico. Dado que la ventana de mica es muy delgada y frágil se la protege con una malla metálica. Debe ponerse especial cuidado en evitar que la ventana y la malla protectora se contaminen con elementos radioactivos.

Para llevar a cabo el monitoreo, en cada punto a estudiar se fijó el contador Geiger-Müller en una posición y se hicieron del orden de 100 lecturas en intervalos de 3 s (ver tablas 7.2 – 7.4). De cada conjunto de 100 medidas se obtuvo el promedio estadístico y la desviación estándar. Reportamos estos promedios en las tablas 7.2-7.4 (en negrita) y en la figura 7.5.

Como podemos ver, en la región de La Plata obtenemos un valor para la DEE en el rango 0,11-0,14 $\mu\text{Sv/h}$. Estos valores están en acuerdo con los que hemos registrado en los últimos 15 años. Otra conclusión importante es que no hay diferencias entre las DEE obtenidas en las diferentes ciudades y regiones de la Argentina (las diferencias son menores a las barras de error). El dato más significativo es que tanto en la ciudad de Lima como en el complejo nuclear Atucha, los valores obtenidos para la DEE son iguales (considerando el error estadístico) a los obtenidos en los otros puntos medidos, aún a distancias del orden de 2.000 km. Esto muestra que el complejo nuclear no ha tenido impacto sobre el medioambiente y la población de la zona.

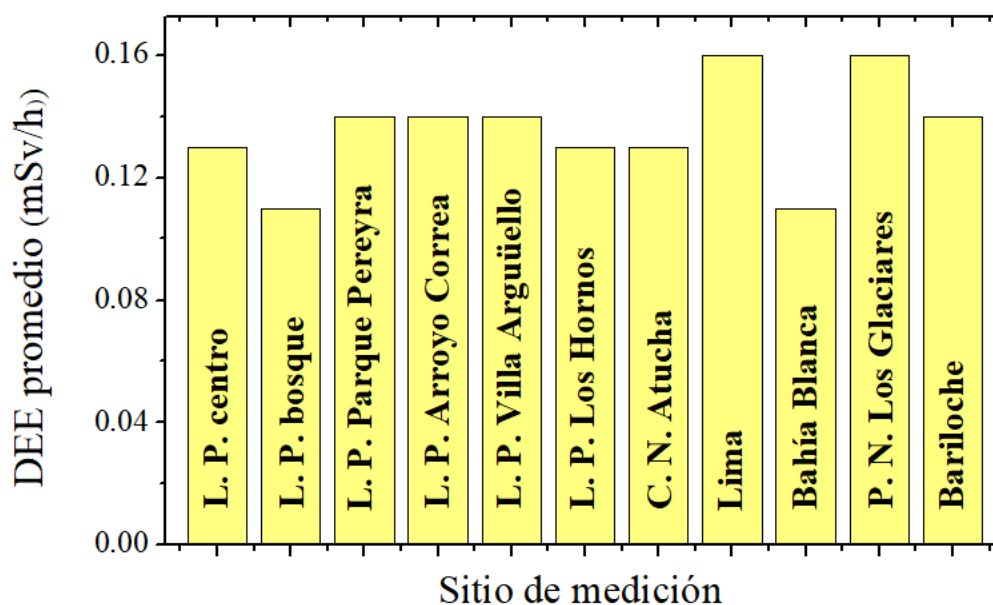


Figura 7.5. Dosis efectiva equivalente (DEE) promedio en diferentes localidades del Partido de La Plata, y en diferentes ciudades de Argentina. L. P.: La Plata. C. N.: Complejo nuclear. P. N.: Parque Nacional.

DEE ($\mu\text{Sv/h}$), Partido de La Plata, Provincia de Buenos Aires, Argentina.											
Centro		Bosque		Parque Pereyra		Arroyo Correa		Villa Argüello		Los Hornos	
0,107	0,107	0,167	0,125	0,149	0,197	0,164	0,191	0,143	0,131	0,113	0,125
0,095	0,107	0,173	0,107	0,139	0,179	0,159	0,173	0,131	0,113	0,119	0,125
0,071	0,101	0,149	0,095	0,149	0,185	0,155	0,185	0,113	0,107	0,113	0,143
0,089	0,101	0,137	0,089	0,131	0,167	0,149	0,149	0,119	0,101	0,119	0,107
0,101	0,113	0,113	0,089	0,119	0,155	0,173	0,155	0,113	0,125	0,101	0,101
0,089	0,107	0,101	0,107	0,128	0,173	0,179	0,149	0,131	0,119	0,107	0,095
0,101	0,107	0,083	0,107	0,133	0,155	0,155	0,173	0,137	0,107	0,113	0,107
0,113	0,095	0,089	0,095	0,137	0,149	0,143	0,185	0,131	0,101	0,131	0,101
0,101	0,125	0,089	0,095	0,131	0,155	0,137	0,203	0,137	0,107	0,131	0,107
0,113	0,125	0,083	0,095	0,143	0,149	0,131	0,197	0,149	0,113	0,143	0,113
0,119	0,119	0,071	0,077	0,149	0,143	0,143	0,179	0,143	0,107	0,143	0,119
0,137	0,113	0,053	0,089	0,143	0,137	0,155	0,185	0,131	0,119	0,155	0,107
0,155	0,113	0,059	0,089	0,131	0,149	0,149	0,167	0,125	0,113	0,155	0,125
0,137	0,107	0,065	0,077	0,137	0,155	0,131	0,149	0,101	0,119	0,143	0,119
0,125	0,095	0,071	0,083	0,119	0,149	0,125	0,131	0,119	0,107	0,137	0,131
0,131	0,119	0,083	0,065	0,155	0,137	0,137	0,125	0,113	0,125	0,143	0,119
0,137	0,125	0,077	0,071	0,167	0,155	0,119	0,119	0,119	0,143	0,131	0,113
0,131	0,143	0,083	0,077	0,161	0,143	0,113	0,131	0,101	0,137	0,119	0,125
0,143	0,113	0,095	0,083	0,155	0,149	0,107	0,119	0,095	0,143	0,113	0,143
0,137	0,119	0,089	0,089	0,161	0,143	0,119	0,125	0,101	0,161	0,107	0,137
0,137	0,137	0,095	0,107	0,173	0,149	0,101	0,143	0,107	0,179	0,161	0,125
0,113	0,161	0,101	0,137	0,191	0,143	0,107	0,149	0,119	0,107	0,167	0,137
0,113	0,155	0,095	0,155	0,209	0,155	0,101	0,155	0,125	0,071	0,155	0,131
0,107	0,179	0,089	0,149	0,215	0,143	0,113	0,161	0,089	0,191	0,161	0,155
0,107	0,197	0,095	0,155	0,191	0,137	0,119	0,149	0,113	0,215	0,149	0,167
0,101	0,179	0,089	0,155	0,161	0,143	0,131	0,143	0,129	0,203	0,131	0,155
0,083	0,167	0,095	0,173	0,155	0,149	0,125	0,137	0,131	0,197	0,107	0,149
0,095	0,167	0,095	0,161	0,167	0,131	0,119	0,143	0,143	0,191	0,107	0,161
0,089	0,191	0,095	0,167	0,149	0,143	0,131	0,119	0,167	0,197	0,101	0,149
0,095	0,197	0,119	0,155	0,155	0,131	0,143	0,125	0,185	0,179	0,095	0,155
0,101	0,197	0,113	0,143	0,131	0,143	0,155	0,113	0,191	0,175	0,071	0,131
0,107	0,179	0,125	0,137	0,107	0,137	0,149	0,137	0,185	0,155	0,083	0,137
0,113	0,179	0,143	0,125	0,113	0,149	0,185	0,143	0,197	0,143	0,077	0,137
0,149	0,155	0,143	0,119	0,119	0,143	0,191	0,137	0,203	0,131	0,095	0,131
0,137	0,149	0,137	0,113	0,101	0,125	0,185	0,131	0,197	0,113	0,101	0,131
0,161	0,161	0,149	0,119	0,107	0,143	0,173	0,113	0,185	0,101	0,107	0,131
0,173	0,179	0,149	0,107	0,095	0,137	0,179	0,107	0,197	0,125	0,107	0,149
0,161	0,167	0,131	0,095	0,107	0,143	0,173	0,113	0,179	0,119	0,119	0,131
0,173	0,149	0,113	0,101	0,125	0,125	0,161	0,131	0,149	0,113	0,137	0,149
0,185	0,131	0,119	0,107	0,137	0,131	0,173	0,107	0,131	0,125	0,137	0,137
0,13±0,03 $\mu\text{Sv/h}$		0,11±0,03 $\mu\text{Sv/h}$		0,14±0,02 $\mu\text{Sv/h}$		0,14±0,02 $\mu\text{Sv/h}$		0,14±0,03 $\mu\text{Sv/h}$		0,13±0,03 $\mu\text{Sv/h}$	

Tabla 7.2. Dosis efectiva equivalente (DEE), expresada en $\mu\text{Sv/h}$, determinada en diferentes puntos de la ciudad y del Partido de La Plata, Provincia de Buenos Aires, Argentina.

DEE ($\mu\text{Sv/h}$) en diferentes ciudades de Argentina.									
Provincia de Buenos Aires						Provincia de Santa Cruz		Provincia de Rio Negro	
Central nuclear Atucha		Lima		Bahía Blanca		Parque Nacional Los Glaciares		Bariloche	
0,125	0,149	0,191	0,173	0,089	0,083	0,219	0,137	0,179	0,161
0,149	0,143	0,191	0,163	0,107	0,089	0,239	0,119	0,194	0,155
0,161	0,131	0,161	0,197	0,129	0,077	0,217	0,131	0,155	0,149
0,173	0,131	0,161	0,185	0,128	0,095	0,199	0,137	0,149	0,155
0,167	0,107	0,161	0,191	0,142	0,101	0,185	0,143	0,172	0,149
0,215	0,089	0,143	0,155	0,146	0,119	0,155	0,131	0,157	0,131
0,209	0,101	0,101	0,179	0,149	0,107	0,119	0,167	0,166	0,137
0,203	0,083	0,095	0,155	0,167	0,119	0,143	0,173	0,155	0,119
0,209	0,083	0,089	0,167	0,179	0,131	0,125	0,185	0,143	0,113
0,221	0,095	0,119	0,137	0,167	0,155	0,131	0,191	0,131	0,095
0,215	0,089	0,113	0,149	0,191	0,149	0,107	0,203	0,125	0,101
0,203	0,089	0,113	0,149	0,185	0,155	0,119	0,215	0,131	0,089
0,185	0,125	0,113	0,155	0,173	0,137	0,149	0,221	0,119	0,083
0,167	0,107	0,101	0,155	0,155	0,143	0,161	0,227	0,107	0,089
0,203	0,119	0,113	0,161	0,143	0,137	0,173	0,209	0,131	0,107
0,161	0,131	0,101	0,155	0,131	0,119	0,179	0,221	0,119	0,101
0,155	0,131	0,107	0,173	0,125	0,107	0,191	0,227	0,125	0,119
0,167	0,149	0,125	0,149	0,131	0,077	0,185	0,221	0,131	0,143
0,173	0,149	0,113	0,161	0,107	0,083	0,173	0,209	0,149	0,137
0,161	0,161	0,101	0,179	0,101	0,089	0,185	0,197	0,143	0,149
0,173	0,161	0,113	0,191	0,095	0,083	0,179	0,191	0,155	0,167
0,185	0,173	0,119	0,197	0,083	0,107	0,167	0,185	0,149	0,173
0,197	0,161	0,131	0,191	0,089	0,119	0,173	0,197	0,179	0,161
0,185	0,179	0,149	0,173	0,077	0,131	0,191	0,191	0,185	0,155
0,167	0,185	0,161	0,167	0,071	0,137	0,185	0,179	0,173	0,143
0,197	0,185	0,179	0,173	0,065	0,143	0,149	0,161	0,167	0,125
0,215	0,191	0,191	0,161	0,077	0,137	0,167	0,167	0,171	0,149
0,209	0,191	0,179	0,167	0,071	0,143	0,149	0,161	0,155	0,155
0,209	0,215	0,179	0,161	0,059	0,155	0,161	0,173	0,167	0,143
0,221	0,197	0,179	0,155	0,065	0,137	0,167	0,155	0,149	0,131
0,197	0,197	0,173	0,149	0,071	0,143	0,161	0,149	0,143	0,125
0,13 \pm 0,03 $\mu\text{Sv/h}$		0,16 \pm 0,03 $\mu\text{Sv/h}$		0,11 \pm 0,03 $\mu\text{Sv/h}$		0,16 \pm 0,03 $\mu\text{Sv/h}$		0,14 \pm 0,03 $\mu\text{Sv/h}$	

Tabla 7.3. Dosis efectiva equivalente (DEE), expresada en $\mu\text{Sv/h}$, determinada en distintas provincias de Argentina.

Referencias

- [Alonso] Alonso, M. y Finn, E. J. (1986). Física, Vol. 3, Fundamentos cuánticos y estadísticos. México D.F.: Addison-Wesley Iberoamericana.
- [Cherry] Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). Physics in Nuclear Medicine, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.
- [Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- [Forsmark] <https://www.europarl.europa.eu/news/es/headlines/society/20140514STO47018/la-central-nuclear-sueca-que-alerto-al-mundo-de-la-catastrofe-de-Chernobil>
- [Leo] Leo, W. R. (1987). Techniques for Nuclear and Particle Experiments”. New York: Springer-Verlag.
- [Serway] Serway, R. A. y Vuille, Ch. (2009). Física para Ciencias e Ingeniería, 7ma edición, Vol. 2. México D. F.: Cengage Learning editores.
- [Townsend] Townsend, J. S., The theory of ionisation of gases by collision, Nature 85, 400–401 (1911). <https://doi.org/10.1038/085400b0>
- [Young] Young, H. D. y Freedman, R. A. (2009). Física universitaria, 12 edición, Vol. 2. México D. F.: Pearson Educación, 2009.

Lecturas complementarias recomendadas

- J Cooper, J. R., Randle, K., Sokhi, R. S. (2003). Radioactive releases in the environment, impact and assessment. Hoboken, Nueva Jersey: John Wiley & Sons.
- Evans, R. D. (1972). The Atomic Nucleus. New York: McGraw-Hill.
- Knoll, G. F. (1989). Radiation detection and measurements. New York: John Willey and Sons.
- Meyerhof, W. E. (1967). Elements of Nuclear Physics. New York: Mc Graw Hill.
- Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- Williams, W. S. C. (1991). Nuclear and Particle Physics. Oxford: Clarendon Press.
- <http://www.ortec-online.com>
- <http://www.canberra.com>

CAPÍTULO 8

Detectores centelladores y semiconductores

Como discutimos en el capítulo anterior, cuando la radiación ionizante emitida por radionucleidos (partículas o radiación X y γ) interactúa con la materia, causa ionizaciones y excitaciones en los átomos y moléculas que la componen. También discutimos que ambos procesos pueden ser empleados para la detección de la radiación ionizante y discutimos los detectores gaseosos de ionización. En este capítulo discutiremos cómo aprovechar los procesos de excitación (o más correctamente, los procesos de excitación-desexcitación) para la detección de la radiación ionizante. Tanto en los procesos de recombinación como de desexcitación se libera energía. La mayor parte de esta energía se disipa como energía térmica (vibraciones moleculares en gases o líquidos o vibraciones de red en un cristal). En algunos materiales una parte de la energía que se libera en los procesos de desexcitación es radiación electromagnética cuya longitud de onda corresponde al ultravioleta cercano (UV) o al azul (λ en el rango 350–420 nm). Es decir, el proceso de interacción de la radiación con el material da lugar a débiles destellos luminosos, un *centelleo*. Como veremos, esta radiación en el UV-visible, los centelleos, se pueden coleccionar y transformar en un pulso eléctrico que contiene información sobre la presencia de una dada radiación ionizante y la energía de dicha radiación.

La detección de la radiación de centelleo de ciertos materiales es una de las técnicas más antiguas y útiles para la medición y caracterización de una gran variedad de radiaciones ionizantes y no ionizantes. De todos los tipos de detectores, los centelladores son quizás los más utilizados. Estos detectores se basan en el fenómeno que acabamos de mencionar: ciertos materiales, al ser alcanzados por una partícula emitida en un decaimiento nuclear o por radiación electromagnética, emiten un centelleo. Cuando estos materiales son acoplados a un dispositivo que permite convertir estos fotones en un pulso eléctrico, tenemos un sistema detector. Probablemente, el primer ejemplo del uso de un cristal centellador para la detección de partículas haya sido el “*Spinthariscopio*” inventado por Crookes en 1903. Consistía simplemente en una placa de ZnS, la cual producía destellos de luz (longitud de onda en el azul, 420 nm) al ser golpeada por partículas α . Estos destellos podían ser distinguidos a simple vista en un cuarto oscuro, aunque se requería un cierto entrenamiento. Eso lo volvía tedioso de emplear y sólo se podían contar cuantos destellos se producían en un dado intervalo de tiempo. Nunca fue demasiado popular, pese a ser utilizado por Rutherford y sus alumnos Geiger y Marsden en su famoso experimento de dispersión de partículas α (ver capítulo 1). Con la aparición de los detectores gaseosos, este dispositivo cayó en desuso. En 1944, Curran y Baker “resucitaron” al instrumento, reemplazando el ojo humano por el recientemente desarrollado tubo fotomultiplicador. Este dispositivo permitía convertir los débiles centelleos en un pulso de corriente, por lo cual podían ahora ser contados eficientemente. Éste fue el nacimiento del

detector centellador moderno. Nuevos desarrollos hicieron que pocos años después este tipo de detector se convirtiera en el más utilizado en diversos campos de la Física Nuclear Experimental, la Física Médica y las Ciencias Ambientales, sobre todo para la detección de la radiación γ .

En este capítulo nos centraremos inicialmente en los detectores centelladores. Describiremos diferentes tipos de materiales, orgánicos e inorgánicos, que se emplean como centelladores. Nos detendremos en particular en estudiar el NaI dopado con TI, quizás el material centellador más ampliamente usado en aplicaciones médicas y medioambientales. Describiremos también al sistema detector (centellador, fototubo y electrónica asociada). De aquí en adelante, cuando hablemos de “detector” nos estaremos refiriendo al sistema detector, es decir, el cristal centellador más la rama electrónica asociada para la lectura de la señal. Cuando debamos referirnos al material detector, lo haremos explícitamente.

Para cerrar el capítulo, describiremos otro tipo de detectores, los detectores semiconductores. Estos detectores son análogos a las cámaras de ionización gaseosas, pero el medio ionizable, en vez de ser un gas, es un material semiconductor sólido, como Ge o Si. Dado que estos materiales sólidos son muchos más densos que los gases (de 2000 a 5000 veces más densos), son mucho más eficientes que los detectores gaseosos para la detección de rayos X y γ . Los materiales semiconductores normalmente son pobres conductores eléctricos. Sin embargo, cuando son alcanzados por una radiación ionizante, ésta puede producir ionizaciones en el material semiconductor, dando lugar a una carga eléctrica que puede ser recolectada mediante la aplicación de una diferencia de potencial externa, en forma absolutamente similar al caso de los detectores gaseosos que discutimos en el capítulo anterior. Por la capacidad que tienen para distinguir radiación γ de energías muy próximas, son ampliamente empleados en aplicaciones medioambientales. Describiremos entonces estos detectores, discutiremos las ventajas y desventajas asociadas a su uso. En particular, describiremos un tipo de detector semiconductor, el de germanio (Ge) hiperpuro. Esta será la base para, más adelante en este libro, discutir la determinación de la actividad de radionucleidos presentes en matrices ambientales.

Detectores centelladores. Características generales

Los materiales centelladores exhiben la propiedad conocida como *luminiscencia*. Los materiales luminiscentes, al ser expuestos a ciertas formas de energía (luz, calor, radiaciones ionizantes), absorben esta energía y la reemiten en forma de luz en el rango UV-visible. Si esta reemisión ocurre inmediatamente después de la absorción (en un tiempo menor a 10^{-8} s, el tiempo medio involucrado en una transición atómica), el proceso se denomina *fluorescencia*. Por el contrario, si la reemisión es retardada, el proceso se conoce como *fosforescencia*. En este caso, el tiempo entre absorción y reemisión puede ser de unos microsegundos hasta horas, dependiendo del material.

Si bien existen muchos materiales centelladores, no todos son utilizables como detectores. De hecho, la mayoría de los materiales transparentes producen una pequeña cantidad de luz de centelleo cuando sobre ellos incide radiación ionizante, pero en sólo algunos pocos casos la

conversión de energía de excitación a luz es eficiente. A estos materiales nos referiremos cuando hablemos de centelladores.

Consideremos un material centellador que convierte fotones γ en fotones con longitud de onda en el rango UV-visible, a los que llamaremos *fotones de desexcitación*. En los detectores centelladores, los fotones UV-visible son convertidos en un pulso de corriente mediante el tubo fotomultiplicador. Veamos brevemente cómo se produce este pulso de corriente (luego volveremos a este punto para discutirlo con mayor detalle). El tubo fotomultiplicador está compuesto por dos partes principales. La primera consiste en una superficie llamada *fotocátodo*. Sobre el fotocátodo inciden los fotones UV-visibles emitidos por el cristal centellador, dando lugar a la emisión de electrones por efecto fotoeléctrico (de allí la primera parte del nombre del dispositivo), dando lugar así a un pulso eléctrico. Este pulso eléctrico (muy débil) es amplificado por la sección de multiplicación del tubo, que consiste en un arreglo de electrodos conectados a alta tensión que multiplican el número de fotoelectrones por un factor de multiplicación, o *ganancia*, del orden de 10^6 . Así, uniendo el fotomultiplicador al material centellador podemos “traducir” de la radiación incidente a un pulso eléctrico, que es fácil de manejar y analizar eléctricamente.

Resumiendo, un detector centellador consta de varios componentes: un material centellador que transforma la radiación ionizante en fotones en el rango UV-visible, un fotocátodo que emite electrones cuando absorbe los fotones UV-visibles y un sistema multiplicador. Finalmente, un circuito electrónico procesa las señales eléctricas de salida del fotomultiplicador. Un esquema de este sistema de detección se muestra en la figura 8.1.

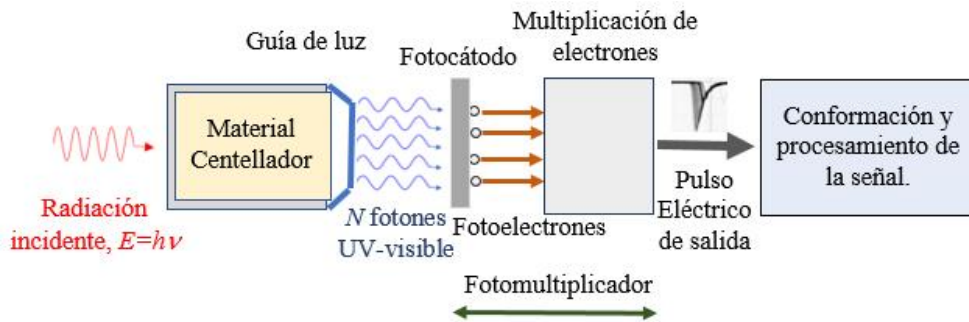


Figura 8.1: Diagrama esquemático de un sistema detector de radiación γ en base a un material centellador. En la fotografía inferior se muestran cristales centelladores (BaF_2), un detector ya montado (derecha, arriba) y un detector y su tubo fotomultiplicador separados (derecha, abajo).

En forma simplificada, el funcionamiento del sistema detector es el siguiente. Al atravesar el material centellador la radiación produce electrones (vía interacción fotoeléctrica, Compton o formación de pares, procesos que discutiremos en breve), los cuales ionizan y excitan el medio material. Los átomos o moléculas excitados, al desexcitarse emiten fotones en el rango UV-visible. En este punto, destaquemos que la cantidad de luz producida después de la interacción de una única radiación ionizante es proporcional a la energía depositada por la radiación incidente en el centellador. Esta cantidad de luz producida es muy pequeña, por lo general unos cientos o unos pocos miles de fotones de desexcitación para un rayo γ en el rango de energía 70 keV–1 MeV. Por esta razón se debe tener mucho cuidado para no perder o distorsionar la información contenida en estos fotones. Los fotones de desexcitación son transmitidos a través del material centellador al fotomultiplicador, donde son convertidos en un pulso de fotoelectrones, que es amplificado por un sistema multiplicador. Más adelante describiremos con más detalle estos procesos. Vemos entonces que la radiación ionizante incidente es transformada en un pulso de corriente. La información sobre la energía de la radiación incidente queda contenida en alguna característica del pulso eléctrico, por ejemplo, la carga que contiene o su amplitud. Lo que se busca es que exista una relación lineal entre la energía y la característica del pulso eléctrico, generalmente su amplitud.

Un buen material centellador debe cumplir ciertos requisitos para que pueda ser empleado en un sistema detector. En primer lugar, debe tener una alta eficiencia en la conversión de energía de excitación en radiación electromagnética en el rango del UV-visible y a la vez ser transparente a esta radiación, para permitir su transmisión al fotocátodo con las menores pérdidas posibles. Esta conversión de radiación ionizante a fotones UV-visible debe guardar una relación lineal con la energía de la radiación ionizante incidente, de modo tal que la intensidad de la luz sea proporcional a la energía depositada. En otras palabras, el número N de fotones UV-visible debe ser proporcional a la energía E de la radiación incidente, $N=F.E$, siendo F un factor de conversión independiente de E . Esta relación se debe cumplir en todo el rango de energías de interés. Otra condición que debe cumplir el material es que el tiempo de absorción-emisión debe ser corto (fluorescencia). El material debe tener buena calidad óptica y debe poder ser fabricado en tamaños lo suficientemente grandes para maximizar la probabilidad de detección de la radiación ionizante incidente. Desde el punto de vista óptico, debe además tener un índice de refracción compatible con el del fototubo para lograr una buena transmisión de los fotones UV-visible al fotocátodo. Finalmente, salvo en el caso de algunos centelladores líquidos, el material debe tener durabilidad (nadie quiere tener que cambiar continuamente sus detectores). No hay ningún material que satisfaga completamente todas estas propiedades, por lo cual, elegir un material centellador para un sistema de detección implica un compromiso entre diferentes materiales, pesando sus ventajas y desventajas en función del estudio a desarrollar o la aplicación requerida.

Los detectores centelladores son sensibles a la energía de la radiación ionizante incidente, tienen una respuesta temporal rápida y tiempos de respuesta y recuperación bajos, por lo cual aceptan altas tasas de eventos y son capaces de brindar información temporal (por ejemplo, la diferencia temporal entre la detección de dos radiaciones). Algunos centelladores incluso son capaces de distinguir el tipo de partícula incidente (“*pulse shape discrimination*”).

Centrémonos ahora en los materiales centelladores. En la actualidad existen seis tipos de materiales centelladores en uso como detectores: cristales orgánicos, líquidos orgánicos, plásticos, cristales inorgánicos, gases y vidrios. Daremos una breve descripción de los cuatro primeros, comenzando con los orgánicos, ya que permiten abordar con mayor facilidad el proceso de generación de radiación incidente en fotones UV-visibles.

Centelladores orgánicos líquidos

En este caso el material centellador, al que coloquialmente se lo suele llamar *flúor* (no por el elemento químico, sino por ser es el responsable de la fluorescencia) está disuelto en un solvente base. Este solvente puede ser una solución líquida (centelladores líquidos) o matrices poliméricas (centelladores plásticos).

Como material flúor en general se usan hidrocarburos aromáticos, compuestos en forma de anillo ricos en C y H y cuyo número atómico promedio está entre 3,5 y 5. Entre los más extensamente utilizados podemos mencionar PTP ($C_{18}H_{14}$), B-PBD ($C_{24}H_{22}N_2O$), PPO ($C_{15}H_{11}NO$), POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O_2$). Además del flúor, que es el centellador primario, la solución contiene un segundo compuesto, el *wavelength shifter* (desplazador de longitud de onda). El centellador primario está unas 20 veces más concentrado que el segundo. Podríamos preguntarnos por qué se usan dos compuestos y no simplemente el centellador primario. La respuesta es que los materiales centelladores que mencionamos (y todos los centelladores orgánicos) tienen un rango de emisión en el UV, entre 300 y 370 nm. Sin embargo, como veremos más adelante, los fotocátodos son sensibles a radiación de longitud de onda mayor, unos 420 nm (región del azul del espectro visible). El *wavelength shifter* se usa entonces para ajustar la longitud de onda de los fotones emitidos por el centellador con la longitud de onda para la cual se produce la máxima respuesta del fotocátodo. De esta forma, el *wavelength shifter* absorbe los fotones UV emitidos por el centellador primario y los reemite en longitudes de onda más largas (azul, del orden de 400-420 nm). Adicionalmente, el *wavelength shifter* disminuye la absorción de estos fotones de mayor longitud de onda por el mismo centellador (a mayor longitud de onda, menor energía de los fotones, por lo cual ya no tienen la energía suficiente para ser absorbidos por el centellador primario).

Los solventes más comúnmente utilizados son xileno, tolueno, benceno, fenilciclohexano, trietilbenceno o decalina. La concentración del material centellador en el solvente base es de entre 2 y 4 g por litro de solvente. Tanto el centellador como los solventes son materiales de bajo costo con respecto a otros materiales centelladores, por lo cual son frecuentemente utilizados en aplicaciones que requieren grandes volúmenes detectores o en casos en que se usan una vez y se descartan (caso muy común en Física Médica).

Resumiendo, la solución centelladora contiene cuatro componentes:

1- Centellador primario (flúor). Es el centellador propiamente dicho. Absorbe la radiación ionizante y emite luz de centelleo con una longitud de onda en el rango 300-370 nm (UV).

2- Centellador secundario (*wavelength shifter*). Acopla la longitud de onda de la luz de centelleo con la longitud de onda de mayor sensibilidad del fotomultiplicador: Absorbe la luz emitida por el centellador primario y la reemite en el rango del azul (400-420 nm).

3- Solvente: El componente mayoritario de la solución centelladora. En el solvente se disuelve el centellador primario, el *wavelength shifter* y, en general, la muestra radioactiva. Es también el responsable de la mayor parte de la absorción de la radiación emitida por la muestra.

4- En algunos casos suele agregarse algún aditivo para mejorar alguna característica del centellador líquido en conjunto.

La solución centelladora depende del tipo de muestra que se está midiendo y es muy fácil de fabricar. Las soluciones más comúnmente empleadas se venden comercialmente.

Veamos ahora el mecanismo de centelleo. Las moléculas, al igual que los átomos, están caracterizadas por niveles de energía discretos [Alonso, Serway, Young]. Al igual que en los átomos, cuando la radiación incidente excita un electrón de valencia, lo lleva a un nivel desocupado de mayor energía. Al retornar el electrón al nivel desocupado de menor energía se emiten los fotones con longitud de onda en la región del UV cercano. Esta es una descripción muy simplificada del proceso. Para un mayor detalle debemos remitirnos a la figura 8.2, donde se muestra un esquema de niveles moleculares. A temperatura ambiente (300 K, equivalente a $kT = 0,025$ eV) prácticamente todos los electrones ocupan el estado fundamental singlete S_0 , quedando los subniveles vibracionales del estado fundamental desocupados (los niveles vibracionales, indicados por líneas punteadas en la figura 8.2 se ubican unos 0,15 eV por encima del nivel fundamental, por lo cual la temperatura no es suficiente para poblar estos niveles).

Cuando se excita un electrón de una molécula de su estado fundamental singlete S_0 a un estado de mayor energía, se puede obtener un estado excitado singlete o triplete. Se denomina estado singlete a un estado electrónico en el cual todos los espines electrónicos se encuentran apareados. Esto significa que el espín del electrón excitado aún se encuentra apareado con otro electrón en el estado fundamental, por lo cual deben tener espines opuestos, según indica el principio de exclusión de Pauli. Supongamos que un electrón es excitado por la radiación incidente del nivel fundamental S_0 al nivel excitado singlete S_1 (típicamente, unos 3 eV por encima del estado fundamental). En general, los electrones son excitados a los niveles vibracionales de S_1 estado del cual decaen muy rápidamente al estado S_1 ($t < 10$ ps) sin emitir fotones, un proceso denominado *degradación interna*, y posteriormente decaen desde S_1 a estados vibracionales de S_0 . El hecho que los electrones decaigan desde S_1 a estados vibracionales de S_0 (transiciones de menor energía que la requerida para la transición $S_0 \rightarrow S_1$) explica la transparencia de los centelladores a su propia radiación. Notemos entonces que el espectro de absorción no es igual al de emisión, ya que se produce un corrimiento a mayores longitudes de onda (o menores frecuencias, *corrimiento al rojo*) del espectro de emisión respecto al de absorción. A este efecto se lo denomina *corrimiento de Stokes*. Este último punto se ilustra en la figura 8.3. Una característica importante de este proceso de excitación/desexcitación es que son procesos muy rápidos, con tiempos de decaimiento en el orden de unos pocos nanosegundos o menos. Esta es la llamada componente rápida de la emisión de luz de centelleo, la fluorescencia.

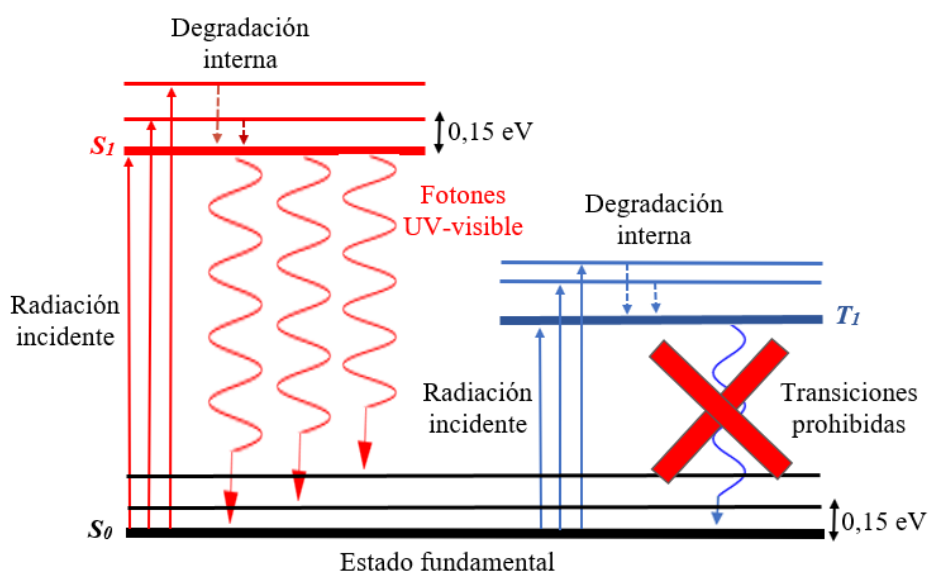


Figura 8.2. Diagrama esquemático de los niveles de energía y procesos de excitación y desexcitación de una molécula de un compuesto aromático.

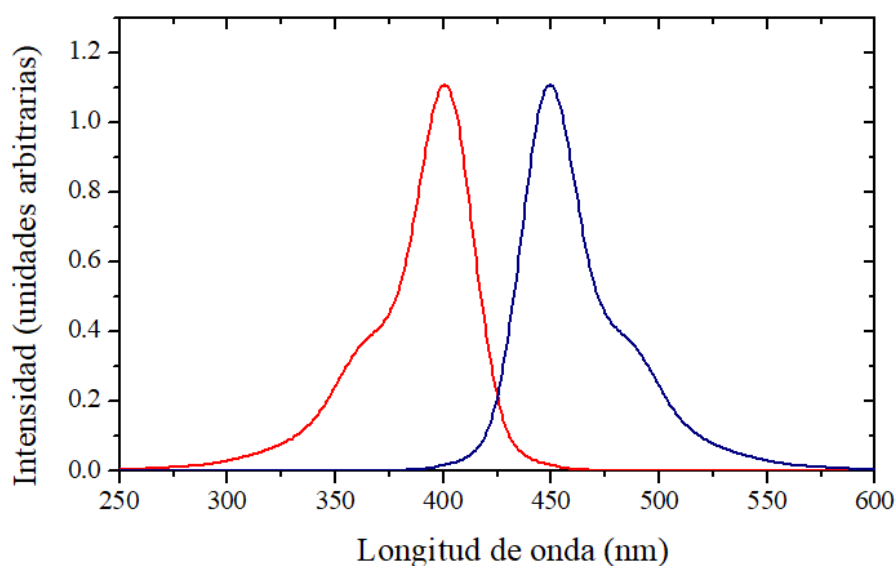


Figura 8.3. Diagrama esquemático del corrimiento al rojo (mayores longitudes de onda) del espectro de emisión (curva azul) de un centellador orgánico respecto al de absorción, curva roja (corrimiento de Stokes).

En un estado triplete el electrón excitado ya no se encuentra apareado con el electrón que permanece en el estado fundamental. Esto significa que ahora el electrón en el estado excitado y el electrón en el estado fundamental poseen espines paralelos. Ya que la excitación a un nivel triplete implica una transición de espín prohibida, es menos probable que se excite el electrón a un estado triplete que a un estado singlete cuando la molécula absorbe radiación. En el caso de transiciones del estado fundamental S_0 al estado triplete T_1 también ocurren transiciones a los niveles vibracionales de T_1 y el posterior proceso de degradación interna, que lleva los electrones que pueblan los subniveles vibracionales al estado T_1 . Sin embargo, las transiciones $T_1 \rightarrow S_0$ están prohibidas por reglas de selección. Los electrones en el nivel T_1 decaen al interactuar con

electrones de otra molécula en el estado T_0 , proceso denominado *cruce intersistema*. La escala de tiempo de los cruces intersistema se encuentra en el orden de los 10^{-8} - 10^{-3} s, por lo que se trata de una de las formas más lentas de desexcitación, la fosforescencia.

En la figura 8.4 mostramos un arreglo experimental típico para la detección de la radiación γ mediante centelladores orgánicos líquidos. La muestra se diluye en el líquido centellador, donde se produce la interacción entre la radiación emitida por la muestra y el material detector y se emiten los fotones UV-visible. Los fotomultiplicadores ubicados fuera del centellador líquido detectan los fotones UV-visible emitidos por el centellador y los convierten en una señal eléctrica que luego es procesada y analizada.

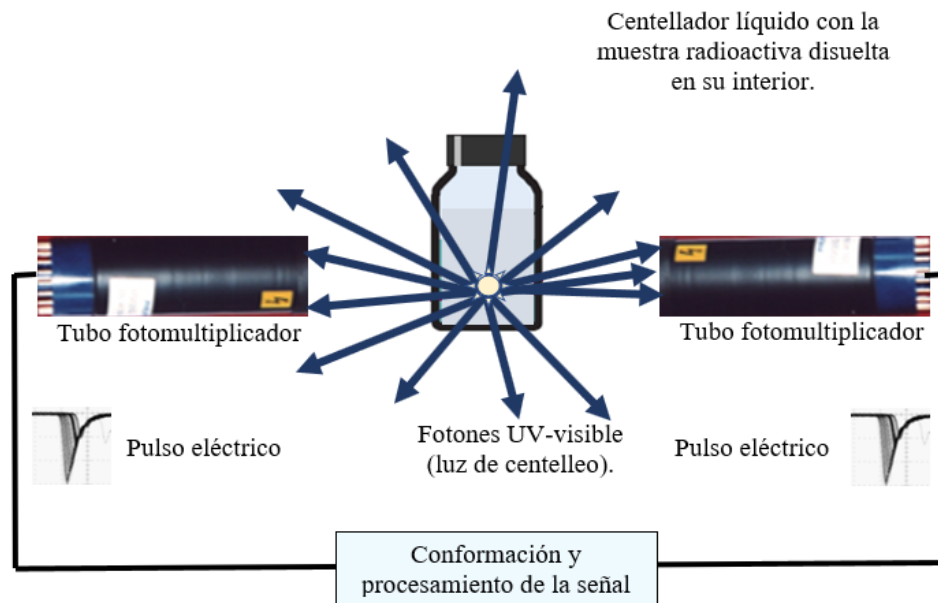
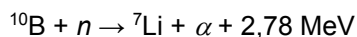


Figura 8.4. Arreglo muestra-detector para el caso de centelladores líquidos. La muestra se disuelve en la solución centelladora y la luz de centelleo detectada por los fotomultiplicadores es convertida en un pulso eléctrico que luego es procesado y analizado por un sistema electrónico.

Para concluir veamos dos aplicaciones de este tipo de detectores. Debido a la relación íntima entre la muestra y el detector, los detectores centelladores líquidos son los más adecuados para la detección de partículas β , rayos X y rayos γ de baja energía o neutrones. En este último caso se diluye en el centellador algún material absorbente de neutrones, por ejemplo, ^{10}B . Al incidir neutrones sobre el centellador se produce la reacción nuclear:



El ^7Li y las partículas α tienen una cierta energía cinética y son las que ionizan y excitan al líquido centellador, produciéndose luego los fotones visibles que se usan para estudiar el proceso de absorción de neutrones.

Otra aplicación de los detectores centelladores líquidos es la determinación de la concentración de tritio, ^3H en el agua pesada de los reactores de centrales nucleares. El agua pesada de un reactor está compuesta por $^2\text{H}_2\text{O}$ y no es radioactiva. Conforme el núcleo de un

reactor opera, el ^2H presente en el agua pesada se transforma en ^3H por la captura de un neutrón. El ^3H es un emisor β^- de energía máxima de 18 keV, por lo cual tienen un muy bajo poder de penetración en los medios materiales. Para estudiar la concentración de ^3H en agua pesada, se toma una muestra del agua pesada del reactor y se la diluye en el cóctel centellador. Los β^- se emiten entonces desde el seno del fluido y ceden su energía al centellador, maximizando así la generación y detección de fotones lumínicos.

Otras aplicaciones de los centelladores líquidos es la medición de ^{14}C (emisor β^- con energía máxima de 156 eV) para datación. En aplicaciones médicas este radionucleido se usa principalmente para ensayos sensibles de radioactividad en muestras biológicas como sangre y orina, las cuales también se diluyen en el cóctel centellador.

En todas estas aplicaciones, una vez terminada la medida, el cóctel centellador se descarta. Dado que el material centellador contiene la muestra radioactiva, se deben cumplir todas las normas y protocolos para el manejo de residuos radioactivos.

Un ejemplo a gran escala de un detector tipo centellador líquido es el detector hyper-Kamiokande [Hyper-Kamiokande]. En este experimento se pretende detectar neutrinos, para lo cual se emplea como medio detector 260.000 toneladas de agua hiperpura rodeada de fotomultiplicadores. La interacción de los neutrinos con el agua produce un tipo de radiación llamada *radiación de Cherenkov* [Leo, Evans], Esta radiación tiene una longitud de onda del orden de 420 nm (región azul del espectro visible), la cual incide sobre los fotomultiplicadores para producir la señal de corriente. Para evitar la interacción de otras partículas que podrían “enmascarar” la señal de los neutrinos el detector se encuentra localizado en la mina subterránea, Kamioka, en la ciudad de Hida, Prefectura de Gifu, Japón., 650 m por debajo de la superficie terrestre [<https://www.hyperk.org/>]. Una foto del detector y los fotomultiplicadores se muestran en la figura 8.5.

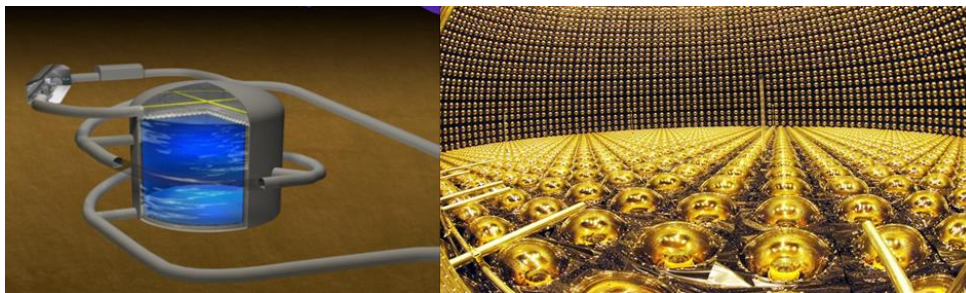


Figura 8.5. Detector hyper-Kamiokande. Izquierda. un esquema del detector, que se encuentra en una mina a 650 m de profundidad. Derecha. El tanque contenedor de las 260.000 toneladas de agua hiperpura, el material detector. Las semiesferas doradas son los fotomultiplicadores sobre los que incide la radiación Cherenkov y la convierten en pulsos eléctricos.

Detectores centelladores plásticos y cristalinos

Este tipo de materiales centelladores, de uso muy extendido, consiste en una matriz polimérica (un plástico base) con un material centellador disuelto en su interior. Los plásticos

base más utilizados son poliestireno, polimetilmetacrilato (acrílico) y polivinil-tolueno. En esta matriz plástica la concentración del centellador primario (cualquiera de los antes mencionados, por ejemplo, PPO) es del orden de 1% en peso (aproximadamente 10 g/l) y de 0,05% en peso del *wavelength shifter*. Luego de la disolución del centellador primario y el *wavelength shifter* en el solvente base y posterior polimerización, ambas especies químicas quedan uniformemente distribuidas en la matriz polimérica.

Una ventaja de este tipo de centelladores es que son sencillos de fabricar y se los puede maquinar en la forma deseada. Comercialmente se pueden conseguir en diversas geometrías como por ejemplo barras de diversas secciones, cilindros, prismas, láminas finas y de gran tamaño, entre otras, a un costo relativamente bajo. Como desventaja, son delicados y se debe evitar que sean atacados por solventes orgánicos y ácidos.

Desde el punto de vista de sus propiedades para detección, tienen un corto tiempo de decaimiento y, en consecuencia, se los utiliza para aplicaciones temporales, por ejemplo, detectar la diferencia temporal entre la emisión de dos radiaciones o determinar con precisión el momento en que un evento fue detectado.

Entre los detectores cristalinos, los más comúnmente empleados son el antraceno ($C_{14}H_{10}$), trans-estilbeno ($C_{14}H_{12}$) y naftaleno ($C_{10}H_8$). Los detectores basados en centelladores orgánicos cristalinos también presentan muy cortos tiempos de decaimiento, por lo cual pueden distinguir diferencias temporales del orden de 1 ns o menos, son resistentes y durables.

Detectores centelladores inorgánicos

El material base de los centelladores inorgánicos son haluros alcalinos (compuestos binarios de un metal del grupo 1 con un halógeno como iodo o flúor) que contienen una impureza activadora en muy baja concentración. El material más utilizado es el NaI(Tl), donde el Tl es la impureza activadora. Otros cristales de uso menos común son el CsI(Tl), CsI(Na), KI(Tl), LiI(Eu) y CsF, $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) y BaF_2 (estos dos últimos no alcalinos). Estos cristales se caracterizan por tener una alta densidad y un alto número atómico, por lo cual presentan un buen poder de frenado de la radiación ionizante. Por ejemplo, el alcance de electrones con energías del orden del MeV en NaI(Tl) es de unos 3 cm y son muy apropiados para la detección de rayos X y γ .

En general, y cuando son correctamente operados, la señal de salida de un centellador es directamente proporcional a la energía de la radiación incidente y tienen una respuesta temporal rápida. El tiempo de decaimiento de estos centelladores es de unos 300 ns, 2-3 órdenes de magnitud mayores que los de los centelladores orgánicos (con excepción del CsF, que tiene una respuesta temporal del orden de 3 ns). La respuesta relativamente rápida permite obtener información temporal con alta precisión y medir altas tasas de eventos (en primera aproximación, y sólo teniendo en cuenta el cristal centellador, la tasa de eventos es igual a la inversa del tiempo de respuesta).

En la tabla 8.1 presentamos una comparación entre diferentes centelladores. Como podemos ver, la densidad de los centelladores inorgánicos es al menos el doble de la de los materiales centelladores orgánicos. Los centelladores inorgánicos (salvo el BGO) tienen una mayor salida

lumínica que los orgánicos. La salida lumínica es la capacidad del cristal para convertir la energía incidente en fotones visibles. La salida lumínica (número de fotones UV-visibles generados por la radiación ionizante incidente) determina la eficiencia del detector. A mayor número de fotones de desexcitación UV-visibles (para una misma energía incidente) menor fluctuación estadística y a menor fluctuación estadística, como veremos, mayor capacidad del detector para distinguir energías muy próximas entre sí. A esta capacidad de un detector de diferenciar entre dos energías muy próximas se la denomina *resolución en energía* del detector. Definiremos formalmente y discutiremos esta propiedad en el próximo capítulo. Contrario al caso de la resolución en energía, los detectores basados en centelladores orgánicos tienen tiempos de respuesta (τ_{max}) mucho menores que los inorgánicos, lo que resulta en una mejor capacidad para detectar diferencias temporales entre eventos detectados. Finalmente, las longitudes de onda de los fotones de desexcitación emitidos por los centelladores orgánicos e inorgánicos están en el rango 400-450 nm, compatibles con el rango de sensibilidad de los fotocátodos usualmente empleados. A modo de ejemplo, en la figura 8.6. mostramos el espectro de emisión del NaI(Tl), en la cual podemos observar el máximo de emisión en 410 nm. Espectros para otros centelladores se pueden encontrar en [Leo].

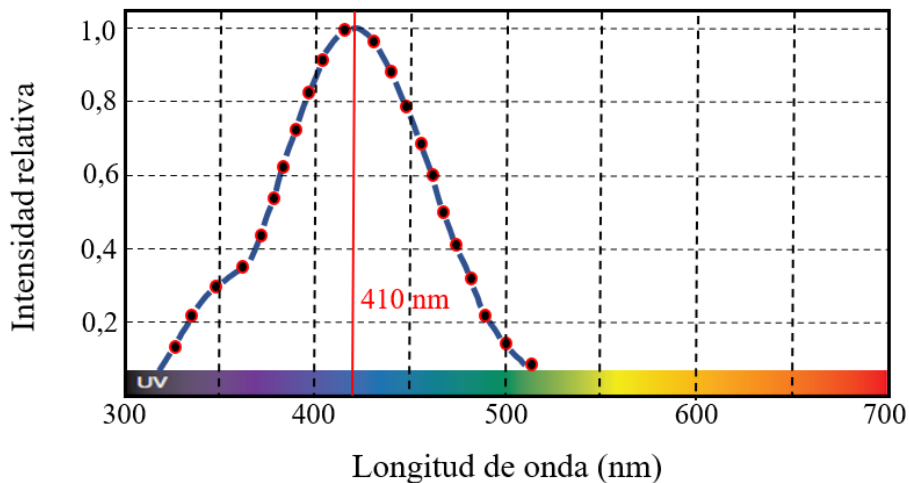


Figura 8.6. Espectro de emisión del centellador inorgánico NaI(Tl) a temperatura ambiente.

La comparación que acabamos de presentar sirve para entender que el detector a emplear para una dada aplicación debe ser cuidadosamente elegido. Por ejemplo, los detectores gaseosos son más baratos, pero tienen una eficiencia mucho menor que los sólidos y no aceptan altas tasas de conteo cuando son empleados para determinar la energía de la radiación incidente. Por otro lado, los centelladores inorgánicos tienen mejor resolución en energía que los plásticos, son más eficientes para detección de radiación γ pero tienen una muy mala resolución temporal en comparación con los centelladores orgánicos, que tienen mejor respuesta temporal.

Centellador	tipo	Densidad (g/cm ³)	Fotones UV-visibles emitidos por MeV de radiación incidente	T _{max} (ns)	λ _{max} (nm)
Nal(Tl)	inorgánico	3,67	38.000	230	410
CsI(Tl)	inorgánico	4,51	65.000	1300	560
BGO	inorgánico	7,13	8.200	300	480
NE104	Plástico	1,03	10.000	1,8	406
NE224	líquido	0,88	12.000	2,5	425

Tabla 8.1. Propiedades de algunos materiales centelladores usados para detección de radiación γ . T_{max} es el tiempo de respuesta del detector y λ_{max} la longitud de onda para la cual se produce la máxima emisión de fotones UV-visibles.

Las propiedades del Nal(Tl) lo han convertido en el material centellador detector más empleado para la detección de rayos γ . Entre las ventajas que presenta este material podemos citar:

- Son relativamente densos ($\rho = 3,67\text{g/cm}^3$) y contiene un elemento de relativamente alto número atómico (iodo, Z = 53), por lo cual es un buen absorbente y un muy eficiente detector de rayos X y rayos γ en el rango 50 - 250 keV. En el rango 250 keV – 2 MeV se requieren mayores volúmenes para una eficiencia de detección adecuada.
- Alta salida lumínica. Produce un fotón de luz visible por cada 30 eV de energía absorbida.
- Es transparente a su propia emisión de centelleo. Esto implica que la pérdida de la luz de centelleo por autoabsorción es mínima, incluso en cristales de tamaño relativamente grande.
- Los cristales de Nal(Tl) son crecidos a partir de Nal fundido en condiciones controladas con el agregado de 0,1-0,4 % molar de Tl. Este proceso permite crecer cristales de tamaño relativamente grande de manera controlada. Por ejemplo, en cámaras gamma se usan cristales de 30-50 cm de diámetro por 1 cm de espesor [Cherry].
- La longitud de onda de los fotones emitidos coincide con la región de respuesta máxima de los fotocátodos de los tubos fotomultiplicadores.

Más allá de sus ventajas, también presenta algunas desventajas que deben ser tenidas en cuenta. Estos cristales son bastante frágiles y se fracturan fácilmente. Las fracturas no necesariamente destruyen al detector, pero crean regiones opacas en el cristal, reduciendo la cantidad de fotones UV-visibles que alcanzan el fotocátodo, lo cual reduce la salida lumínica. Otro inconveniente que tienen es que son higroscópicos, por lo cual deben protegerse de la humedad ambiental.

Más allá del amplio uso del Nal(Tl), nuevos materiales centelladores han atraído gran atención en los últimos años. El descubrimiento de una componente rápida en el centelleo del BaF₂ proveyó de un nuevo material para empleo en detección de radiación γ y aplicaciones temporales. En este material 80% de la luz se origina en una componente con un decaimiento temporal lento, mientras que el otro 20% decae rápidamente, con una vida media de 600 ps, lo que da al BaF₂ una respuesta temporal comparable a la de los más rápidos centelladores orgánicos y una muy buena resolución en energía. Tiene además alta densidad y un Z efectivo

alto, por lo cual tiene una muy buena eficiencia para la detección de radiación γ . Como ventaja adicional, los cristales de BaF_2 son fácilmente obtenibles.

El Germanato de bismuto ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, BGO) presenta un alto Z efectivo, por lo cual es altamente eficiente para la detección de rayos X y γ , es 3-5 veces más eficiente que el NaI(Tl) y no es higroscópico. Este material es de uso común en tomógrafos de aniquilación de positrones (tomografía PET) debido a su excelente eficiencia de detección a 511 keV [Cherry].

El Orthosilicato de lutecio ($\text{Lu}_2\text{SiO}_5\text{:Ce}$, LSO) es algo menos eficiente que el BGO para 511 keV pero tiene mejor salida lumínica y es más rápido. Como desventaja, el LSO es muy caro (el Lu es costoso) y difícil de crecer (alto punto de fusión).

Entre los nuevos materiales centelladores que están siendo estudiados y desarrollados los más promisorios candidatos son LuAP ($\text{LuAlO}_3\text{:Ce}$), bromuro de lantano ($\text{LaBr}_3\text{:Ce}$) y cloruro de lantano ($\text{LaCl}_3\text{:Ce}$) [Rodríguez-Villafuerte, Rangel Sanz].

Discutamos ahora el mecanismo de centelleo en estos materiales. Mientras que en un material centellador orgánico el mecanismo de producción de luz es de naturaleza molecular, en el caso de un cristal inorgánico el centelleo es característico de su estructura electrónica de bandas, propia de una red cristalina [Alonso, Serway, Young]. No entraremos en la discusión de la estructura electrónica de los sólidos, sólo daremos una muy breve descripción para abordar la idea fundamental del mecanismo de centelleo. El concepto de bandas de energía fue introducido en 1928 por Felix Bloch (1905-1983) en su tesis doctoral. Nuestra comprensión moderna del sólido se basa en este modelo, fundamental para comprender algunas de sus propiedades como la conductividad eléctrica [Alonso, Peltzer y Blancá].

Supongamos que tenemos un cierto número N de átomos. Por simplicidad supongamos que son todos de la misma especie química. Los átomos de esta especie presentan un conjunto de niveles de energía electrónicos discretos característicos. Si los átomos están lo suficientemente apartados entre sí como para que la interacción entre ellos sea despreciable, el esquema de niveles de este conjunto de átomos aislados es como el de uno de los átomos individuales. Pero en esta situación el principio de exclusión de Pauli, aplicado a todo el sistema, permite que cada estado esté ocupado por $2N$ electrones (dos electrones en cada nivel de cada uno de los N átomos). Si acercamos entre sí los átomos, estos comenzarán a interactuar, a ligarse para formar el sólido. Debido a las interacciones y al principio de exclusión, cada nivel de energía, en especial los de los electrones más externos, los de valencia, se dividen en subniveles separados por energías variables. En esta situación, cada estado de valencia da lugar a N niveles, con una diferencia de energías entre estados muy pequeña, y cada uno de estos subniveles puede ser ocupado, de acuerdo con el principio de exclusión, por 2 electrones. Representamos esto para el caso de cuatro átomos ($N=4$) en la figura 8.7. Cada nivel en el conjunto de átomos aislados, representado por una línea marrón, se divide en cuatro subniveles cuando interactúan. En un cristal, N es muy grande, del orden del número de Avogadro (10^{24} átomos). Cada nivel atómico se divide entonces en un número muy grande (10^{24}) de subniveles, por lo que podemos considerar que éstos forman una distribución continua de niveles de energía, dando lugar a una *banda* de niveles continuos de energía (regiones grises en la figura 8.7) donde se localizan los electrones. Entre bandas de energía adyacentes hay espacios o regiones prohibidas, donde no hay niveles de energía permitidos para los electrones (regiones amarillas en la figura 8.7). Son

las *bandas prohibidas* Los electrones internos de un átomo se afectan mucho menos que los electrones de valencia, y sus niveles de energía permanecen relativamente bien definidos.

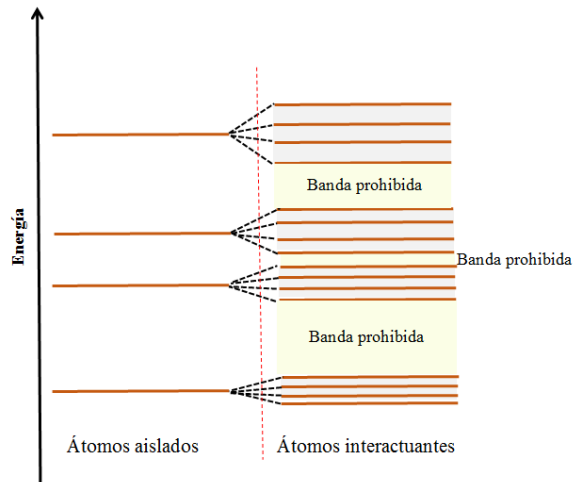


Figura 8.7. Bandas de energía en un sólido. Cuando los átomos interactúan para formar el sólido, los niveles de energía se dividen y desplazan según el número de átomos en el sistema. En el caso de cuatro átomos, cada nivel del átomo aislado se divide en cuatro subniveles (líneas marrones). En el caso de un número muy grande de átomos se obtiene un continuo de niveles que forman bandas (regiones grises) en las que se localizan los electrones. La región amarilla entre las bandas son regiones prohibidas donde no hay estados de energía permitidos para los electrones.

La forma, ancho y separación de las bandas es una característica propia de cada sistema. En particular, la naturaleza de las bandas de energía determina si el material es un aislante eléctrico, un semiconductor o un conductor. Lo que importa para esto es el grado de ocupación de cada banda y la separación en energía entre bandas adyacentes. En un aislante a 0 K, la banda de valencia está completamente llena. La siguiente banda más alta, *banda de conducción* está vacía, no hay electrones en esos estados (figura 8.8, izquierda). Si aplicamos un campo eléctrico a un material de este tipo, para que el electrón se mueva en respuesta al campo, debe saltar a través del intervalo prohibido de energía a la banda de conducción, donde hay estados desocupados. Para cualquier temperatura mayor que el cero absoluto, hay alguna probabilidad de que suceda ese salto, porque el electrón puede adquirir energía por un efecto térmico. Sin embargo, en un aislante el intervalo prohibido de energía entre las bandas de valencia y de conducción puede ser de 5 eV o más, por lo cual la energía térmica (recordemos que temperatura ambiente, 300 K, corresponde a 0,025 eV) no es suficiente para excitar el electrón a la banda de conducción, es decir, no hay energía suficiente para entregarle al electrón para que realice el salto. Por consiguiente, en un material aislante la conductividad eléctrica es muy baja, hay poca o nula corriente como respuesta a un campo eléctrico aplicado.

Un semiconductor a 0 K también tiene la banda de valencia completamente ocupada y la banda de conducción vacía. La diferencia es que en un semiconductor la banda prohibida es relativamente pequeña, y los electrones pueden saltar con más facilidad a la banda de conducción (figura 8.8, centro). A medida que aumenta la temperatura, la población electrónica

de la banda de conducción aumenta con mucha rapidez, y también la conductividad eléctrica. Por ejemplo, en un semiconductor cercano a la temperatura ambiente, con una banda prohibida de energía de 1 eV, la cantidad de electrones de conducción se duplica cuando la temperatura aumenta sólo 10 K.

En un conductor (como los metales) hay electrones en la banda de conducción aun en el cero absoluto (figura 8.8, derecha). Los electrones localizados en los estados próximos a los estados desocupados de la banda tienen muchos estados adyacentes desocupados disponibles, y pueden ganar o perder con facilidad pequeñas cantidades de energía como respuesta a un campo eléctrico aplicado. Por lo tanto, esos electrones son móviles y son los responsables de la alta conductividad eléctrica y térmica de los metales.

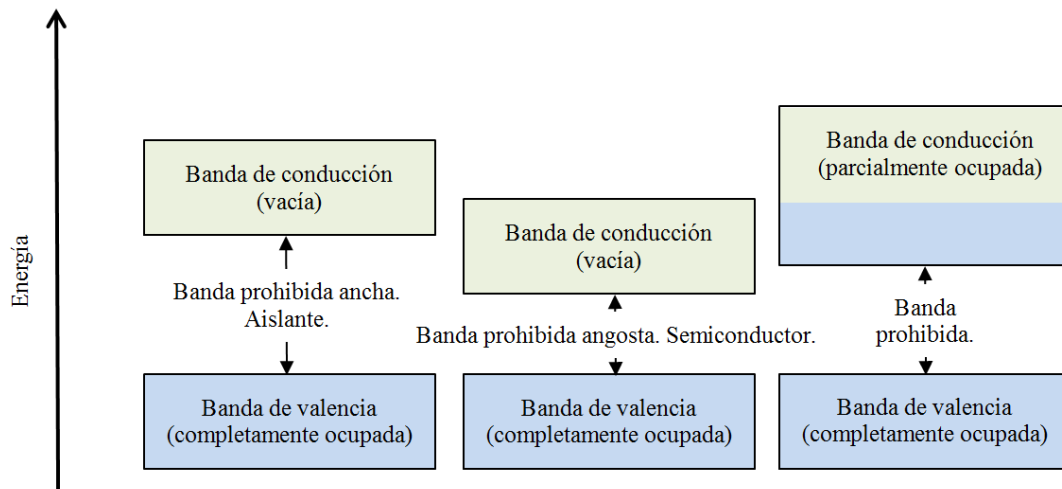


Figura 8.8. Estructura de bandas de un material aislante (izquierda), un semiconductor (centro) y un metal (derecha).

Los centelladores inorgánicos son semiconductores. Si un electrón de un centellador inorgánico absorbe energía y es promovido a la banda de conducción, deja un hueco en el lugar que ocupaba en la banda de valencia. Al desexcitarse, se recombina con el hueco y recupera su lugar en la banda de valencia. En un cristal puro, la desexcitación mediante la emisión de un fotón es un proceso ineficiente. El agregado de impurezas (*activadores*) genera sitios en la red en donde la estructura de bandas del cristal se modifica: se generan estados energéticos accesibles dentro de la banda prohibida, a través de los cuales los electrones pueden desexcitarse para volver a la banda de valencia (figura 8.9). Eligiendo adecuadamente al activador, las transiciones de electrones entre sus estados excitados y su fundamental producen la emisión de fotones con longitud de onda del orden de 400 nm (*centros de luminiscencia*).

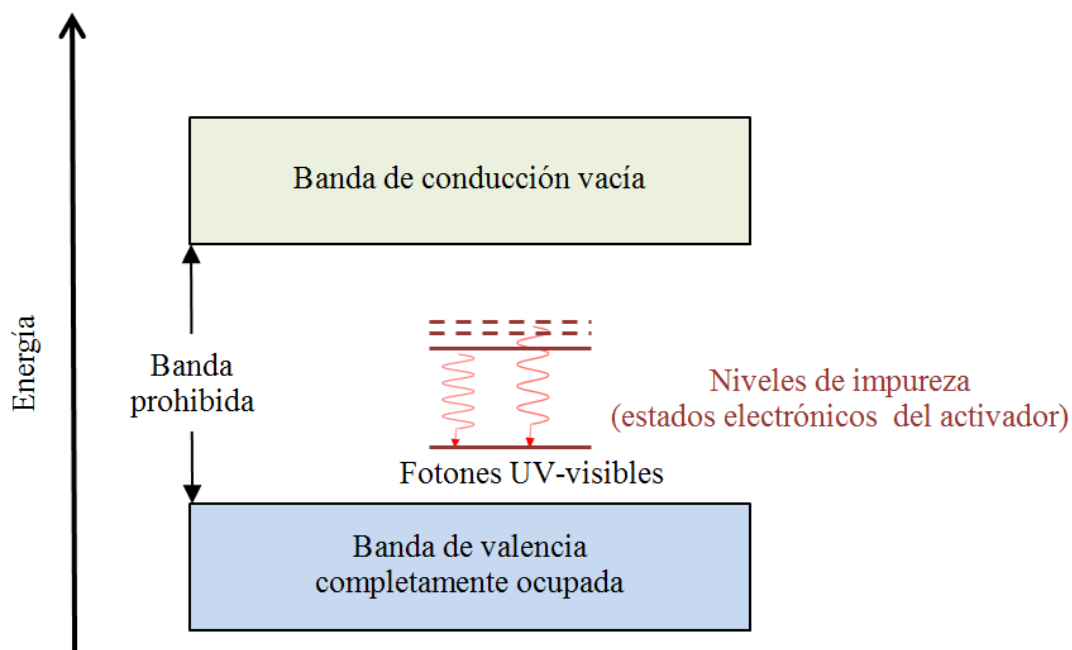


Figura 8.9. Bandas de un semiconductor en el cual se ha agregado una impureza activadora. Se muestran los niveles que la misma genera y dan lugar al centro de luminiscencia (estados del activador).

Los electrones y los huecos creados pueden moverse libremente por el cristal, ya sea en forma independiente o apareados formando una configuración electrón-hueco llamada *excitón*. Si el estado formado posee transiciones permitidas al estado fundamental, se producen con vidas medias de 50-500 ns, liberando la energía mediante la emisión de un fotón de longitud de onda de 400 nm. La migración de los electrones y huecos toma tiempos mucho menores a las vidas medias de las desexcitaciones del activador, por lo cual el tiempo de respuesta del centellador está gobernado por las transiciones electrónicas. Este modelo explica además por qué el cristal es transparente a la luz emitida por los centros de luminiscencia: la energía de los fotones emitidos no es suficiente para excitar electrones de la banda de valencia a la de conducción.

En la tabla 2 mostramos la energía necesaria (ω) para el proceso que da lugar a los fotones de desexcitación para diferentes centelladores, la cual está estrictamente relacionada con la estructura de bandas del material. A menor valor de ω , mayor número de fotones de desexcitación por unidad de energía, lo que resulta en una mejor salida lumínica del detector y por ende en una mejor resolución en energía.

Material centellador	Energía para generar un fotón de desexcitación (ω)
Nal(Tl)	25 eV
Antraceno	60 eV
Plásticos	100 eV
BGO	300 eV

Tabla 8.2. Energía promedio necesaria para producir una excitación (ω) en diferentes tipos de materiales centelladores.

Entonces, sabemos hasta acá que si incide una radiación gamma de energía $E=h\nu$, el número de fotones visibles que se obtendrán (si asumimos que toda la energía incidente se deposita en el volumen del material detector) será $N^{\text{fotones UV}} = h\nu/\omega$. La información sobre la energía de la radiación incidente está contenida en el número de fotones UV-visibles de desexcitación. Notemos que todos los fotones UV-visible emitidos en el proceso de desexcitación por un dado material centellador tienen la misma energía, la cual sólo depende del material centellador. Si se duplica la energía incidente, se duplica el número de fotones UV-visible producidos. Tenemos una relación lineal entre energía incidente y número de fotones de desexcitación generados.

Ya “convertimos” la radiación γ en fotones visibles, pero éstos son difíciles de contar ya que la intensidad de luz producida por los centelladores es muy baja, unos cientos a unos pocos miles de fotones por rayo γ de energía en el rango 70-1.000 keV. Y más difícil aún es distinguir la intensidad de cada destello, que es donde está contenida la información sobre la energía de la radiación incidente. Para convertir estos fotones visibles en una señal que sea más simple de analizar y poder obtener toda la información que contiene se la debe convertir en un pulso eléctrico, para lo cual introduciremos electrónica ultrasensible capaz de detectar la luz de centelleo y procesarla: el tubo fotomultiplicador.

El tubo fotomultiplicador

El fotomultiplicador convierte la luz emitida por el centellador en una corriente eléctrica. Este dispositivo es un cilindro de vidrio sellado a alto vacío que consta de tres componentes principales:

- El fotocátodo. Es la superficie frontal del tubo fotomultiplicador (la que se acopla al centellador). Está cubierta con una sustancia fotoemisora, la cual emite electrones cuando sobre ella inciden los fotones de desexcitación provenientes del cristal centellador. A estos electrones los llamaremos *fotoelectrones*.
- La sección de colección y enfoque. Los fotoelectrones deben ser colectados y dirigidos al tercer componente del tubo fotomultiplicador, la sección de multiplicación de electrones.
- La sección de multiplicación. Esta sección consiste en una serie de dinodos sometidos a una diferencia de potencial creciente. En esta sección del fotomultiplicador se amplifica la débil corriente de fotoelectrones a fin de producir una señal eléctrica medible. De esta forma, a la salida de este tercer componente, tendremos una señal de corriente, cuya amplitud es proporcional a la energía de la radiación ionizante incidente en el cristal centellador, que puede ser procesada y analizada.

En la figura 8.10 se esquematiza el material centellador y los tres componentes del tubo fotomultiplicador, el fotocátodo, la sección de colección y redireccionamiento de los fotoelectrones y el primer dinodo de la sección de multiplicación.

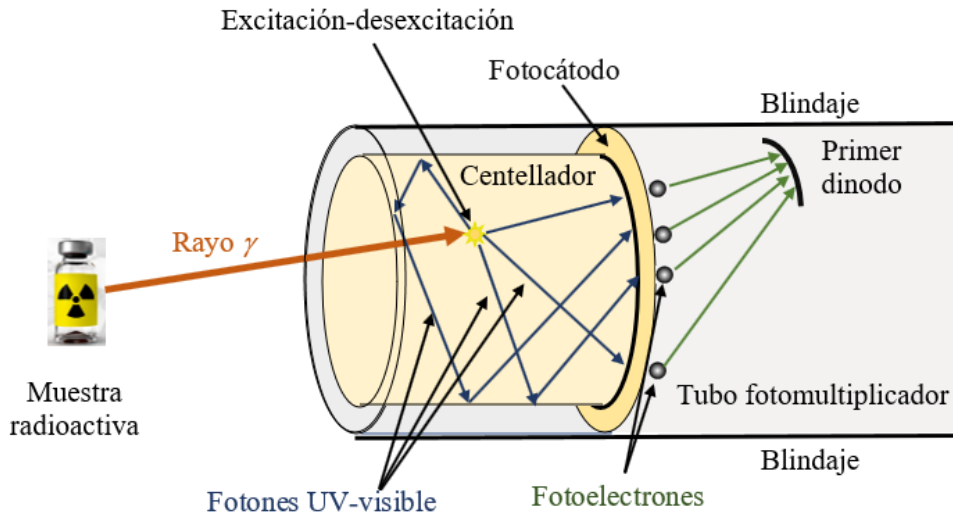


Figura 8.10. Cristal centellador acoplado al tubo fotomultiplicador en una unidad detectora típica.

En el fotocátodo, los fotones UV-visible son convertidos en electrones vía efecto fotoeléctrico. Los fotones UV-visible generados en el proceso de excitación-desexcitación que inciden sobre el fotocátodo ceden su energía a los electrones del material fotosensible, los cuales son eyectados del átomo con una energía dada por:

$$E^{fotoelectrón} = h\nu - \Phi_0 \quad (1)$$

siendo Φ_0 la función trabajo del material fotosensible. Notemos que como todos los fotones de desexcitación tienen la misma energía, los fotoelectrones son monoenergéticos, pero se pueden generar en diferentes puntos del fotocátodo (figura 8.10).

Debemos tener en cuenta que no todos los fotones UV-visible alcanzan el fotocátodo, ya que una fracción escapa o es absorbida por el material centellador, además de que no todos los fotones UV-visible que alcanzan el fotocátodo dan lugar a fotoelectrones que logran escapar del material fotosensible. Por lo tanto, vamos a definir dos eficiencias, la eficiencia de transmisión, ε_T , dada por:

$$\varepsilon_T = \frac{\text{fotones visible que llegan al fotocátodo}}{\text{fotones visible emitidos}} \quad (2)$$

Y la eficiencia de conversión, ε_{conv} , dada por:

$$\varepsilon_{conv} = \frac{\text{fotoelectrones emitidos}}{\text{fotones visible que llegan al fotocátodo}} \quad (3)$$

La eficiencia de conversión en los fototubos actuales es del orden del 30 %. Es decir, aun asumiendo que todos los fotones visibles llegan al fotocátodo, sólo el 30 % será convertido en fotoelectrones.

Aquí podríamos hacernos una pregunta. El detector convierte fotones γ en fotones UV-visible que inciden sobre el fotocátodo y, vía efecto fotoeléctrico, se transforman en fotoelectrones ¿No

podríamos ahorrarnos el material centellador haciendo incidir directamente la radiación γ sobre el fotocátodo? La respuesta es no. La energía de los fotones γ emitidos en los decaimientos nucleares está en el rango de unos pocos keV a 2 MeV. En la región de longitudes de onda que va desde poco más del nm a 10^{-3} nm. El fotocátodo tiene un rango de longitudes de onda al cual es sensible y su respuesta es lineal. Fuera de este rango, el fotocátodo no produce señal (fotoelectrones) o si la produce la respuesta no es lineal, no responde igual a las diferentes energías de los rayos γ incidentes. La máxima sensibilidad de los materiales fotosensibles se da para una longitud de onda del orden de 400 nm (ver figura 8.11), muy lejos del rango de energía de los fotones γ . El material detector lo que hace entonces es transformar la radiación ionizante incidente a una cuya longitud de onda está en el rango a la cual son sensibles los fotocátodos, conservando la información de la radiación ionizante incidente. De esta forma, y como podemos ver en la figura 8.11, el máximo de emisión de los materiales centelladores coincide con la máxima sensibilidad de los fotocátodos. Además, al tener todos los fotones visibles la misma energía (para un dado material centellador), nos aseguramos que, independientemente de la energía de la radiación ionizante incidente, la respuesta del fotocátodo es la misma.

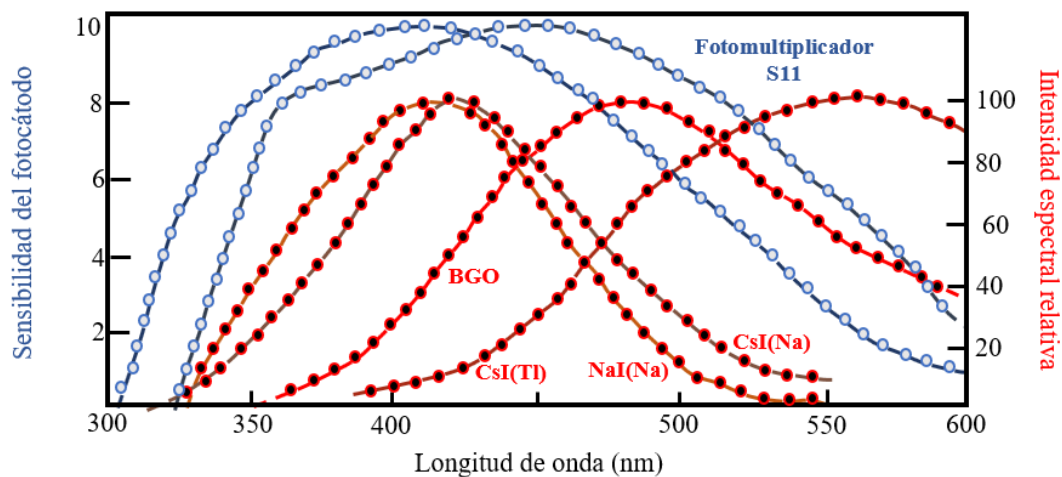


Figura 8.11. Espectro de emisión de diferentes materiales centelladores (en rojo) a temperatura ambiente y sensibilidad (eficiencia) del fotocátodo en función de la longitud de onda de la radiación incidente (en azul) para fotocátodos comúnmente empleados en sistemas detectores de radiación γ .

Luego de la emisión, los fotoelectrones deben ser colectados y enfocados en la primera etapa de la cadena de amplificación, el primer dinodo (figura 8.10). Esta tarea es realizada mediante la aplicación de campos eléctricos que enfocan a los fotoelectrones en la primera etapa de amplificación. Este proceso de colección y enfoque tiene dos requerimientos principales: tener una alta eficiencia de colección, independientemente del punto donde se generó el fotoelectrón, y que el tiempo de vuelo del fotoelectrón desde el cátodo hasta el primer dinodo sea independiente del punto donde se emitió el fotoelectrón. En las figuras 8.12 se muestran el sistema de enfoque (las líneas equipotenciales asociadas al campo eléctrico) y la trayectoria de los fotoelectrones.

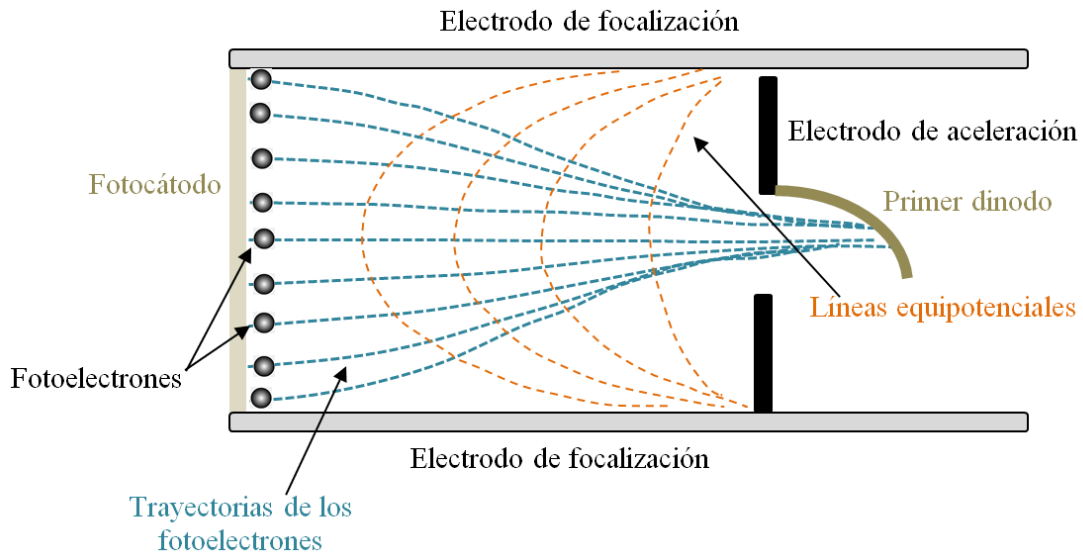


Figura 8.12. Sistema de colección y enfoque de fotoelectrones. Se muestran las líneas equipotenciales y las trayectorias de los fotoelectrones desde el fotocátodo al primer dinodo. El tiempo de vuelo de los fotoelectrones desde el fotocátodo al primer dinodo debe ser independiente del punto del fotocátodo donde se generó el fotoelectrón.

La sección de multiplicación electrónica, compuesta por lo que se conoce como cadena de dinodos, amplifica la débil corriente de fotoelectrones a fin de producir una señal eléctrica medible. Cada dinodo está formado por una placa metálica recubierta con un material cuya función trabajo es relativamente baja y está a un cierto potencial eléctrico. Los fotoelectrones, al incidir sobre el dinodo transfieren su energía al mismo, provocando la emisión de un cierto número de electrones, mayor al de los fotoelectrones incidentes. Los electrones secundarios expulsados desde el primer dinodo son atraídos por el segundo dinodo, que está a un potencial 50-150 V más alto que el primer dinodo. Este proceso de multiplicación se repite a través de múltiples dinodos (entre 9 y 12, el número de dinodos y su disposición varía con el modelo de fotomultiplicador). Para establecer la diferencia de potencial entre dinodos es necesario conectarlos a una fuente de alto voltaje y a una serie de divisores de voltaje. Dado que el factor de multiplicación de cada dinodo depende de la diferencia de potencial, cualquier cambio en el alto voltaje suministrado por la fuente externa producirá una variación en el pulso de salida. Por ello es necesario estabilizar la fuente de alto voltaje.

La relación electrones secundarios/electrones incidentes es el denominado *factor de multiplicación* (f). Este factor depende de la energía de electrón al incidir sobre un dinodo (la energía de cada electrón emitido queda determinada por la diferencia de potencial entre dinodo y dinodo) y es del orden de 3-6 por dinodo. El factor de multiplicación total es entonces del orden de 6×10^7 para un tubo de 10 dinodos con un factor de multiplicación promedio de 6 en cada dinodo. En la Figura 8.13 mostramos un diagrama esquemático de un tubo fotomultiplicador y del proceso de multiplicación.

El pulso de salida del tubo fotomultiplicador se suele obtener de dos puntos diferentes. Uno es uno de los dinodos intermedios. A esta salida se la denomina *de dinodo*. La otra salida es

luego del último dinodo, y se denomina *salida del ánodo*. Por lo tanto, el pulso de dinodo tiene una amplitud menor que el del ánodo (hasta 15 veces menor).

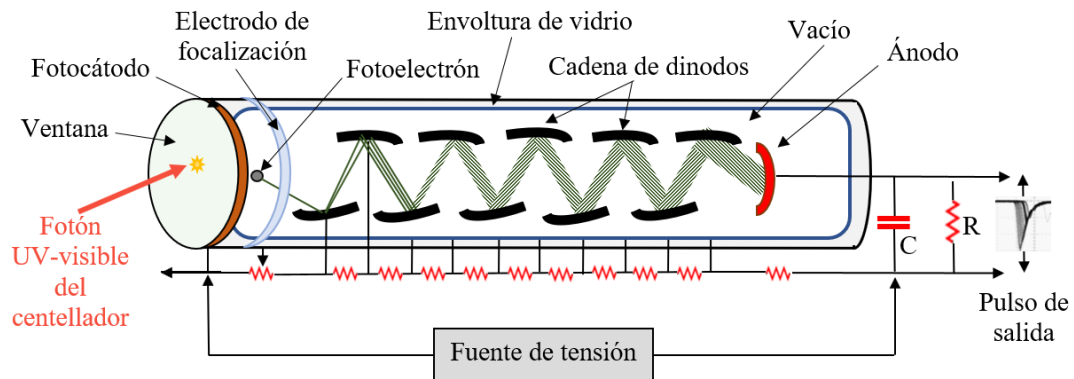


Figura 8.13. Funcionamiento de un tubo fotomultiplicador, incluido el circuito, la fuente de alta tensión que brinda la diferencia de potencial entre los dinodos, los divisores de voltaje y la salida de ánodo del dispositivo.

En conclusión, la salida del fotomultiplicador (y por lo tanto de la unidad detectora) es un pulso de corriente cuya intensidad es proporcional a la intensidad de la señal luminosa incidente en el fotocátodo, que a su vez depende de la energía depositada por la radiación ionizante incidente. En efecto, el número de fotones UV-visible generados por la radiación incidente es:

$$N_{\text{fotones UV-visible}} = \frac{h\nu}{w} \quad (4)$$

De estos fotones UV-visible, sólo una fracción alcanza el fotocátodo. El número de fotones UV-visible que llegan al fotocátodo es:

$$N(\text{fotocátodo}) = \varepsilon_T \cdot \frac{h\nu}{w} \quad (5)$$

Mientras que el número de fotoelectrones emitidos es:

$$N(\text{fotoelectrones}) = \varepsilon_{\text{conv}} \cdot \varepsilon_T \cdot \frac{h\nu}{w} \quad (6)$$

Y el número de electrones obtenidos a la salida del fototubo es:

$$N(\text{salida}) = f \cdot \varepsilon_{\text{colec}} \cdot \varepsilon_{\text{conv}} \cdot \varepsilon_T \cdot \frac{h\nu}{w} \quad (7)$$

siendo $\varepsilon_{\text{colec}}$ la eficiencia de colección de fotoelectrones en el primer dinodo y f el factor de multiplicación de la cadena de dinodos. Por lo tanto, hay una relación lineal entre la cantidad de electrones (pulso de corriente de salida del tubo fotomultiplicador) y la energía de la radiación ionizante incidente en el centellador, $h\nu$, tal como se espera para un sistema detector. Por supuesto, al realizar una medida debe verificarse que (más allá de las fluctuaciones estadísticas),

se observe esta respuesta lineal entre la energía de la radiación incidente y carga contenida en el pulso de salida.

Para concluir, es importante mencionar que los tubos fotomultiplicadores se producen en diferentes formas (redonda, cuadrada y hexagonal) y tamaños (de 1 cm a 7,5 cm de diámetro). En la figura 8.14 mostramos a modo de ejemplo un fototubo comercial, el Philips XP2020Q [Besson, Dorenbos]. El diámetro de este fotomultiplicador es de 44 mm, presenta una eficiencia de conversión de 25 % (para fotones UV-visible de 400 nm). Para obtener un factor de multiplicación de 3×10^7 se requiere una diferencia de potencial de -2200 V entre el primer y el último dinodo (12 dinodos en la cadena). El Manual de este tubo fotomultiplicador, con más detalle sobre el mismo, incluido el circuito interno, se puede descargar de:

https://wwwusers.ts.infn.it/~rui/univ/Acquisizione_Dati/Manuals/Philips%20XP2020.pdf



Figura 8.14. Tubo fotomultiplicador Philips XP2020Q. Podemos ver la ventana del tubo fotomultiplicador que se acopla ópticamente al material centellador.

Detectores semiconductores

Los detectores semiconductores son ampliamente usados en medidas donde la resolución en energía es de fundamental importancia. Por ejemplo, la identificación de radionucleidos y la determinación de su actividad en matrices ambientales. En este tipo de estudios se determina la actividad de radionucleidos a partir de las energías identificadas en un espectro. Recordemos que los fotones γ son una huella dactilar del radionucleido que los ha emitido, y dado que se espera que una muestra ambiental contenga ^{40}K y los radionucleidos pertenecientes a las cadenas naturales, más algunos otros de origen antropogénico en caso de contaminación, distinguir entre energías muy próximas es una condición necesaria.

El principio de funcionamiento de los detectores semiconductores puede compararse al de la cámara de ionización, pero en este caso el medio que se ioniza es un material semiconductor. Al igual que los gases, los materiales semiconductores son pobres conductores eléctricos. Cuando incide la radiación ionizante, la carga eléctrica producida por ionización puede ser recolectada aplicando un campo eléctrico externo, tal como en los detectores de ionización. Este principio no puede ser aplicado para construir un detector basado en un material conductor (por ejemplo, un metal) porque tal material generaría una gran cantidad de corriente incluso en ausencia de radiación ionizante. Los aisladores (vidrio, por ejemplo) tampoco funcionarían ya que no conducen incluso en presencia de radiaciones ionizantes. Por lo tanto, solo los materiales semiconductores pueden funcionar como "cámaras de ionización sólidas".

Los materiales semiconductores más comúnmente empleados con fines de detección de radiación gamma son el silicio (Si) y el germanio (Ge). Más recientemente, se ha comenzado a emplear telurio de cadmio (CdTe) y telurio de cadmio y zinc (CZT). En la tabla 8.3 presentamos algunas propiedades de interés a los fines de detección de cuatro tipos de materiales semiconductores usados para detectores: Ge, Ge dopado con Li (Ge(Li)), Si dopado con Li (Si(Li)) y CdTe, en comparación con el aire.

Centellador	Número atómico, Z	Densidad ρ (g/cm ³)	ω (eV)
Si(Li)	14	2,33	3,6
Ge – Ge(Li)	32	5,32	2,9
CdTe	50 (efectivo)	6,06	4,43
Aire	7,6 (efectivo)	0,001297	33,7

Tabla 8.3. Propiedades de algunos materiales semiconductores usados para detección de radiación gamma con alta resolución en energía.

Como podemos ver, estos materiales tienen una alta densidad (2000 a 5000 veces más densos que los gases) y el doble de la densidad de materiales centelladores como el NaI(Tl) (ver tabla 8.1). Por lo tanto, los detectores semiconductores tienen una alta eficiencia de detección por unidad de volumen del detector para radiación X y γ , aún para el caso de detectores de pequeño tamaño.

La energía ω necesaria para producir un par de portadores de carga en los semiconductores es del orden de 3-5 eV, aproximadamente 10 veces menor que en gases y centelladores. Esto significa que, para una misma energía incidente, la cantidad de portadores de carga producidos es mucho mayor en los detectores semiconductores que en detectores gaseosos y centelladores. Por lo tanto, los detectores semiconductores no sólo son más eficientes para absorber la radiación ionizante incidente que los detectores gaseosos o los centelladores, sino que además producen una señal de salida 10 veces más intensa por unidad de energía depositada, que además es proporcional a la energía depositada en el medio detector. Debido a esto, las fluctuaciones estadísticas son menores que en los detectores gaseosos y centelladores, por lo cual presentan una mejor resolución en energía que estos últimos.

Como desventajas, estos detectores tienen tiempo de respuesta relativamente altos, lo que implica una mala resolución temporal. Además, tanto el Si y, sobre todo, Ge conducen una cantidad significativa de corriente eléctrica inducida térmicamente a temperatura ambiente, dando lugar a un ruido electrónico que interfiere con las corrientes generadas por la radiación ionizante incidente, dando lugar a información no utilizable. Esta alta corriente inducida térmicamente puede incluso dañar al detector en forma irreversible. Por este motivo los detectores de Si (generalmente) y los de Ge (siempre) deben operarse a temperaturas muy por debajo de temperatura ambiente. Para su funcionamiento son enfriados a 77 K con N₂ líquido, lo que vuelve más costosa su operación en comparación con los detectores centelladores.

Un segundo problema con los detectores semiconductores es la presencia de impurezas, aún en muy bajas concentraciones, ya que crean trampas de electrones en la red cristalina. Los electrones que caen en estos sitios quedan ligados al defecto y por lo tanto no pueden ser

colectados, reduciendo la amplitud de la señal eléctrica de salida, lo que produce mayor ruido estadístico. Otro efecto de las impurezas es limitar el grosor de un detector de Si o Ge, lo que reduce la eficiencia de detección de rayos γ . Para resolver el problema de las impurezas se han desarrollado dos estrategias alternativas. En la primera, se busca crecer cristales de Si o Ge hiperpuro (HPGe o HPSi). En este caso, la concentración de impurezas es del orden de 10^{-6} partes por millón (10^{10} átomos de impureza/cm³). Estos detectores, si bien deben ser operados a muy bajas temperaturas, no necesitan ser mantenidos a temperaturas de N₂ líquido cuando no se están utilizando. Como desventaja, son más costosos que los gaseosos y centelladores y presentan volúmenes efectivos de aproximadamente 1 cm de espesor y del orden de 5 cm de diámetro. Son ampliamente utilizados en espectroscopia γ de alta resolución.

El segundo enfoque es introducir deliberadamente en la matriz del cristal semiconductor impurezas que donan electrones para llenar (*compensar*) las trampas de electrones creadas por otras impurezas. Generalmente se emplea como dopante Li y por eso a este tipo de detectores se los denomina *detectores de deriva de litio*, Si(Li) o Ge(Li). En este caso el proceso de crecimiento es complejo y costoso y los tamaños del cristal están limitados a unos pocos centímetros de diámetro por aproximadamente 1 cm de espesor en el caso del (Si(Li)) y aproximadamente 5 cm de diámetro por 5 cm de espesor para Ge(Li). Otra desventaja es que no sólo deben ser operados a 77 K sino que también deben ser mantenidos a bajas temperaturas aun cuando no están funcionando. Una hora a temperatura ambiente puede ser suficiente para destruir un detector de Ge(Li) [Charry, Desimoni, Leo].

En la figura 8.15 mostramos un esquema de un detector semiconductor y su sistema de refrigeración. En algunos casos, parte del circuito electrónico asociado al detector también se mantiene a bajas temperaturas para disminuir el ruido electrónico. En la figura 8.15.a se muestra un esquema de un detector de Ge hiperpuro. Cuando estos, u otros, detectores son utilizados para la determinación de la actividad de radionucleidos presentes en matrices ambientales se requiere de un blindaje (*cámara limpia*) ya que las muestras tienen niveles de actividad extremadamente bajos, comparables al fondo natural del laboratorio. En estas condiciones, restar al espectro de la muestra en estudio el del fondo natural puede ser estadísticamente incorrecto e introducir errores en el análisis posterior. Al colocar la muestra y el detector dentro de la cámara limpia se consigue obtener una medida con una muy importante reducción del fondo natural. En la foto 8.15.b se observa el recipiente que contiene el N₂ líquido para enfriar el detector y el grueso blindaje de plomo para aislar la muestra del entorno. En la foto 8.15.c se observa con más detalle el detector, la muestra y el blindaje. Notemos que el interior del blindaje es de color cobrizo, ya que está forrado con una capa delgada de Cu. Este material de bajo Z se coloca para evitar que, al medir muestras que decaen por emisión β^- , los electrones interactúen con el Pb emitiendo radiación de *bremstrahlung* [Cherry, Evans, Leo]. Finalmente, en la figura 8.15.d se muestra la rama electrónica analizadora.

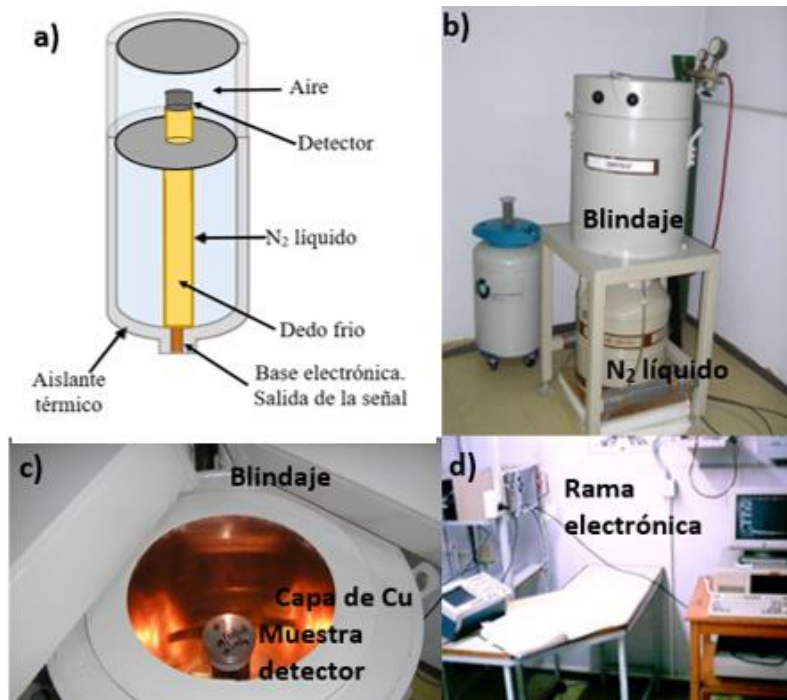


Figura 8.15. a) Detector de germanio hiperpuro (HPGe). En las figuras b-d se muestran detalles del sistema detector HPGe montado en el Instituto de Física La Plata.

Los detectores de CdTe y CZT se han desarrollado más recientemente. Tienen propiedades muy similares a las de los detectores de Ge y Si. Su mayor ventaja es que pueden ser operados a temperatura ambiente sin ruido electrónico excesivo, por lo cual han empezado a ser empleados en aplicaciones de medicina nuclear. Además, por su alto Z , cristales relativamente delgados presentan una muy buena eficiencia de detección de rayos γ . La mayor desventaja de estos detectores es la dificultad para crecer cristales con la pureza adecuada más allá de cierto tamaño.

Referencias

- [Alonso] Alonso, M. y Finn, E. J. (1986). Física, Vol. 3, Fundamentos cuánticos y estadísticos. México D.F: Addison-Wesley Iberoamericana.
- [Beson] Besson, P., Bourgeois, Ph., Garganne, P., Robert, J. P., Giry, L., y Vitel, Y. (1994). Measurement of photomultiplier quantum efficiency, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 344, 435-437. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90095-7](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90095-7)
- [Cherry] Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). Physics in Nuclear Medicine, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.
- [Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

- [Dorenbos] Dorenbos, P., de Haas, J. T. M., Visser, R., van Eijk, C. W. E., y Hollander, R. W. (1992). Absolute light yield measurements on BaF₂ crystals and the quantum efficiency of several photomultiplier tubes, IEEE Conference on Nuclear Science Symposium and Medical Imaging 1, 257-259. doi: 10.1109/NSSMIC.1992.301216
- [Hyper-Kamiokande] Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration. (2018). Hyper-Kamiokande Design Report. ArXiv:1805.04163v2 [physics.ins-det]. <https://arxiv.org/abs/1805.04163v2>
- [Leo] Leo, W. R. (1987). Techniques for Nuclear and Particle Experiments". New York: Springer-Verlag.
- [Peltzer y Blancá] E. L. Peltzer y Blancá. (2021). Introducción a la física de semiconductores y dispositivos electrónicos. La Plata: EDULP. Libro digital, PDF/A - (Libros de cátedra). Archivo Digital: descarga ISBN 978-950-34-1986-
- [Rangel Sanz] Rangel Sanz, J. (2017). Estudio de nuevos detectores para espectroscopía de radiación gamma. Tesina de Grado. Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales, Departamento de Ingeniería Nuclear, Universidad Politécnica de Madrid, 2017.
- [Rodríguez-Villafuerte] Rodríguez-Villafuerte, M., Alva-Sánchez, H., Murrieta, T. y Martínez-Dávalos, A. (2011). Espectroscopía gamma con LaBr₃ y LYSO para su aplicación en medicina nuclear. Revista Mexicana de Física 57, 91–97.
- [Serway] Serway, R. A. y Vuille, Ch. (2009). Física para Ciencias e Ingeniería, 7ma edición, Vol. 2. México D. F.: Cengage Learning editores.
- [Young] Young, H. D. y Freedman, R. A. (2009). Física universitaria, 12 edición, Vol. 2. México D. F.: Pearson Educación, 2009.

Lecturas complementarias recomendadas

- Evans, R. D. (1972). The Atomic Nucleus. New York: McGraw-Hill.
- Knoll, G. F. (1989). Radiation detection and measurements. New York: John Willey and Sons.
<http://www.ortec-online.com>.
<http://www.canberra.com>
- Lecoq P., Annenkov, A., Getkin, A., Korzhik, M., Pedrini, C. (2006). Inorganic Scintillators for Detector Systems: Physical Principles and Crystal Engineering. Berlin: Springer-Verlag,
- Birks, J. B. (1967). The Theory and Practice of Scintillation Counting. Londres: Pergamon Pres

CAPÍTULO 9

Características generales de los sistemas detectores

Como hemos discutido en los capítulos anteriores, la base de la detección de la radiación ionizante es su interacción con los medios materiales, a los que transfiere parte o toda su energía produciendo en ellos modificaciones. Si estas modificaciones son reconocibles, permiten detectar y caracterizar dicha radiación.

La mayoría de los detectores modernos son capaces de proporcionar información sobre la energía de la radiación ionizante incidente. Esta información se obtiene a partir del hecho que el número de ionizaciones o de fotones UV-visible emitidos en los procesos de excitación-desexcitación producidos por la radiación ionizante es proporcional a la energía depositada por dicha radiación en el volumen sensible del detector. Si la radiación ionizante incidente se deposita completamente en el material detector, entonces el número de ionizaciones o de fotones UV-visibles (dependiendo del tipo de detector) es una medida de la energía de la radiación ionizante incidente.

En general, los detectores modernos se operan en un modo llamado de pulso: se generan pulsos de carga eléctrica o corriente que se cuentan para determinar el número de eventos detectados asociados a una dada radiación. La cantidad de ionizaciones o el número de fotones UV-visibles se refleja en la carga eléctrica contenida en esta señal. De esta forma, si determinamos la carga en cada pulso de salida del detector podemos determinar la energía de cada radiación ionizante detectada.

Además de detectar la presencia de radiación ionizante y su energía, en muchas aplicaciones se necesita conocer otras propiedades como la diferencia temporal entre eventos detectados, el sitio donde se originó la radiación, discriminar eventos y seleccionar aquellos de interés, entre otras. Por esto, a lo largo de los años se han desarrollado muchos tipos de detectores, algunos de los cuales hemos descrito en los capítulos anteriores. Cada tipo de detector es sensible a un cierto tipo de radiación en un cierto rango de energía. Además, dado un tipo de detector, otras características como ser la densidad del material detector, su masa, tamaño y geometría determinan si toda la energía de la radiación incidente se deposita o no en el volumen sensible del detector y afectan la forma del pulso de salida. Así pues, es de primordial importancia seleccionar el detector adecuado según el tipo y características de la radiación que se desea medir, así como también establecer las condiciones de medida óptimas.

Por todo esto, antes de discutir los experimentos, presentaremos algunas propiedades generales aplicables a todos los tipos de detectores de radiación ionizante, como ser la sensibilidad, la respuesta y la función respuesta del detector, la resolución en energía, la

eficiencia y la resolución temporal. Tener en claro estos conceptos nos permitirá analizar correctamente los espectros de altura de pulso que se obtienen en las medidas.

Sensibilidad

La sensibilidad de un detector es la capacidad de producir una señal utilizable para un dado tipo de radiación y energía incidente. Al igual que cualquier dispositivo de laboratorio, cada tipo de detector es sensible a una cierta radiación en un rango de energía. Fuera de ese rango la señal producida no es utilizable o directamente no hay señal (detector no sensible).

La sensibilidad de un detector depende de diversos factores, entre los que podemos citar la probabilidad de que se produzca una interacción entre la radiación ionizante incidente y el medio material que dé lugar a los procesos de ionización o excitación en el material detector. Esta probabilidad de interacción queda descrita por la sección eficaz (σ) para un dado evento de interacción de la radiación con el medio detector. La sección eficaz y la masa del material detector determinan la probabilidad de que la radiación incidente transfiera toda o parte de su energía al material en forma de ionizaciones o excitaciones. Las partículas cargadas son altamente ionizantes, por lo cual materiales detectores de pequeño volumen o baja densidad son suficientes para obtener una alta tasa de interacción. Para el caso de partículas neutras, como la radiación γ , las secciones eficaces de interacción son pequeñas, por lo cual la densidad y el volumen del detector son un factor sumamente importante para obtener una buena tasa de interacción. De lo contrario, el detector se vuelve transparente a la radiación incidente.

La sensibilidad también depende de la masa del detector y el ruido intrínseco del mismo. En todo sistema detector siempre está presente el llamado *ruido intrínseco* del material detector y la electrónica asociada. Este ruido se origina en fluctuaciones de la corriente o el voltaje de salida aun cuando no se exponga al detector a radiaciones ionizantes. Por lo tanto, aunque en un material detector se produzca una señal, la misma debe ser mayor (mucho mayor en lo posible) que el ruido electrónico para ser utilizable.

Otros factores que determinan la capacidad de un sistema detector para generar una señal utilizable son el material que lo rodea y el fondo de radiaciones. En el primer caso, el material que rodea al sistema detector puede cambiar la energía o la dirección de la radiación incidente, haciendo que la misma no llegue al volumen sensible del detector. Por ejemplo, si un material detector está recubierto por una capa metálica las partículas α no la atravesarán y no serán detectadas. El fondo de radiaciones tiene un efecto similar al ruido intrínseco: puede enmascarar la señal de la fuente si esta no es lo suficientemente intensa. Muchas veces se puede reducir el efecto del fondo colocando al sistema muestra-detector dentro de un blindaje (*cámara limpia*, ver capítulo 8) que evita que la radiación del entorno alcance al material detector.

Respuesta del detector

Además de detectar la presencia de una radiación, muchos detectores son también capaces de proveer información sobre la energía de la radiación incidente. Esta determinación se basa en que el número de ionizaciones o excitaciones producidas en el material sensible del detector es proporcional a la energía depositada en dicho material por la radiación incidente. Si el material detector tiene un volumen y una densidad tal que la radiación incidente es totalmente absorbida, entonces la cantidad de excitaciones/ionizaciones da una medida de la energía de la radiación incidente. Si la radiación incidente escapa (al menos parcialmente) del volumen sensible del detector, no deposita toda su energía en el medio detector y la amplitud de la señal de salida del detector no reflejará la energía de la radiación ionizante incidente.

La salida de una unidad detectora es un pulso de tensión. La cantidad de ionizaciones se refleja en la carga eléctrica contenida en el pulso, es decir, la integral del pulso con respecto al tiempo. Si asumimos que la forma del pulso no cambia de un evento a otro, entonces esta integral es directamente proporcional a la altura de la señal. La relación entre la energía de la radiación y la altura (o carga total) del pulso de salida se denomina *respuesta del detector*. Idealmente, es deseable que la respuesta del detector sea lineal (al menos en el rango de energías de interés). En el caso de los detectores que hemos estudiado en los capítulos anteriores, la respuesta es lineal si son correctamente operados, lo que facilita la conversión de altura de pulso a energía.

La respuesta de un detector depende del tipo y de la energía de la radiación incidente. Por supuesto, que un detector tenga una respuesta lineal para un tipo de partícula o energía no implica que la respuesta siga siendo lineal para otra partícula o en otro rango de energías. Esto debe estudiarse cuidadosamente encada experimento.

Resolución en energía

Para el caso de detectores diseñados para medir la energía de una dada radiación incidente, uno de los aspectos más importantes es la *resolución en energía*, característica que ya mencionamos anteriormente y ahora vamos a discutir con más detalle. La resolución en energía es la capacidad del detector para distinguir entre dos energías próximas. En general, la resolución puede medirse exponiendo el detector a una radiación monoenergética E y analizando el espectro resultante. Supondremos por el momento que la radiación ionizante incidente deposita toda su energía en el medio detector. Idealmente, todos los pulsos de salida del detector deberían tener la misma altura h , que es proporcional a E . Si contamos cuántos de estos pulsos se observan por unidad de tiempo y los graficamos, asumiendo que el eje x corresponde a altura de los pulsos y el eje y a cuentas por unidad de tiempo, lo que esperaríamos es un pico de una cierta altura en $x=h$ (o en $x=E$, si sabemos la energía de la radiación ionizante incidente). La gráfica, el *espectro de altura de pulsos*, en esta situación ideal sería un pico tipo delta, como la curva roja presentada en la figura 9.1, al que se denomina *fotopico*. Experimentalmente, lo que se observa es una distribución gaussiana de ancho finito de alturas de pulsos (o energías)

alrededor de h (o E), como la de color azul presentada en la figura 9.1. Este ancho finito se debe a las fluctuaciones estadísticas en el proceso de detección. En la figura 9.2 distinguimos entre detectores con alta y baja resolución, para el caso de partículas con dos energías diferentes.

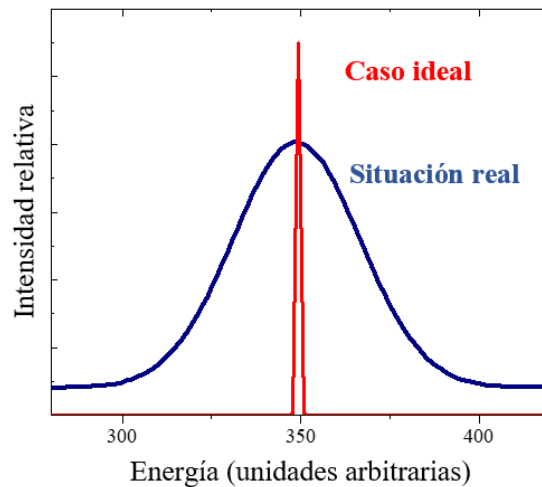


Figura 9.1. Pico obtenido en la medida de una radiación monoenergética (curva azul). En rojo, la situación ideal (un pico tipo delta). El ensanchamiento que se observa experimentalmente se origina en las fluctuaciones estadísticas en número de ionizaciones/excitaciones producidas en el cristal detector y por efectos del sistema de procesamiento de la señal.

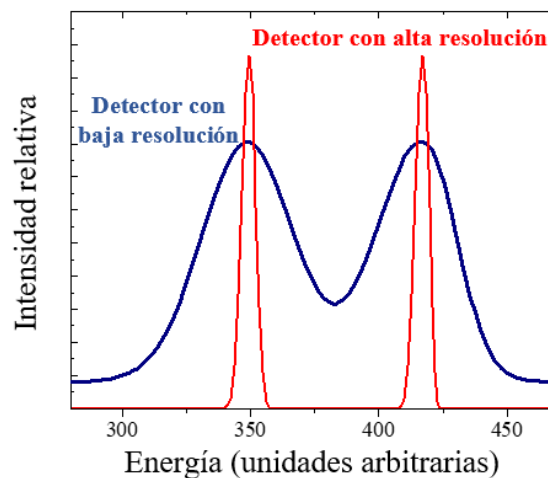


Figura 9.2. Ejemplo de dos detectores con diferentes resoluciones en energías. A medida que mejora la resolución (curva roja) más claramente se distinguen los picos asociados a cada energía.

La resolución se define en términos del ancho a la altura media del fotopico (*FWHM* por sus siglas en inglés, *full-width half-maximum*). Las energías que están separadas por un valor menor a este ancho se consideran irresolubles (Figura 9.3), un criterio muy similar al de Rayleigh para el límite de difracción [Serway, Young]. En la figura 9.4 mostramos cómo se distinguen cada vez mejor dos fotopicos a medida que aumenta la separación entre sus centroides, es decir, a medida que aumenta la diferencia de energía de los fotones γ que dan lugar a dichos fotopicos.

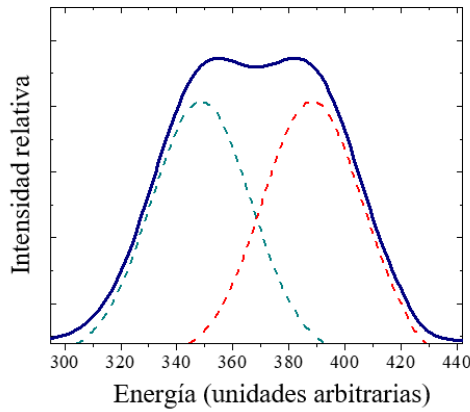


Figura 9.3. Definición de resolución en energía. Dos fotopicos se consideran resueltos si sus centroides están separados una distancia mayor que el ancho a mitad de altura del pico (*FWHM*). La línea sólida muestra la suma de dos picos gaussianos idénticos cuyos centroides están separados una distancia igual al *FWHM*.

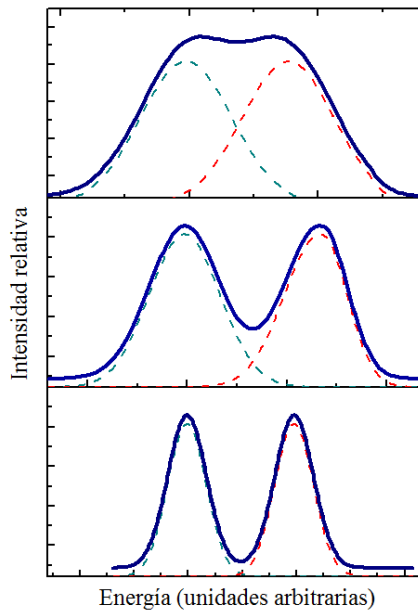


Figura 9.4. Fotopicos cuyos centroides están separados por a) una distancia igual al *FWHM*; b) una distancia igual a $2xFWHM$; c) una distancia igual a $2,5xFWHM$. A medida que crece la separación entre fotopicos, más se distingue cada uno.

Si llamamos ΔE al ancho a mitad de altura del pico, entonces la resolución relativa a la energía E es:

$$R = \frac{\Delta E}{E} . \quad (1)$$

Notar que cuanto menor es el valor de R , mejor (o mayor) es la resolución del sistema detector.

Usualmente, la ecuación (1) se expresa en porcentaje. Es común dar como referencia la resolución para el rayo γ de 662 keV del ^{137}Cs . Así, por ejemplo, un detector de NaI(Tl) ,

dependiendo de su tamaño y geometría, presenta una resolución en energías de 9-11 % (*FWHM* del orden de 60 keV) para el ^{137}Cs , mientras que uno de Ge presenta una resolución del orden de 0,1 % para dicha radiación y energía.

La resolución es función de la energía depositada en el detector, con el cociente $\Delta E/E$ disminuyendo al aumentar la energía de la radiación incidente. Podemos entender esto a partir de la naturaleza estadística de los procesos de ionización y excitación en el cristal detector: La energía necesaria para producir una ionización (o excitación) es un número fijo (w) que depende sólo del material. Para una dada energía depositada E , el número promedio de ionizaciones (o excitaciones) es $J = E/w$. Al incrementarse la energía, el número de ionizaciones/excitaciones aumenta, por lo cual la fluctuación estadística disminuye. Es posible demostrar que la resolución en función de la energía de la radiación ionizante incidente viene dada por:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F \cdot w}{E}} \quad (2)$$

El factor 2,35 relaciona la desviación estándar de la distribución gaussiana con el *FWHM* y F es el llamado *Factor de Fano*. Este factor es una constante intrínseca del medio detector y es función de los diferentes procesos de transferencia de energía en el mismo que no conducen a excitaciones electrónicas o ionizaciones, como por ejemplo vibraciones de red, por lo cual es muy difícil de calcular. En muchos casos, $F < 1$. Un ejemplo de esto es el detector de germanio hiperpuro, para el cual $F=0,1$. Este hecho mejora la resolución del detector de Ge frente al INa(Tl) , material detector para el cual $F=1,0$.

Según la ecuación (2), la resolución es proporcional a $1/E^{1/2}$. Veremos si esta relación, que sólo tiene en cuenta los procesos de ionización/excitación en el medio detector, es suficiente para describir lo que se observa experimentalmente.

Función respuesta (espectro de altura de pulsos)

Para la medición de espectros de altura de pulsos un factor muy importante que debemos tener en cuenta es la *función respuesta* del detector, siempre para el tipo de radiación en estudio. Ésta se define como el espectro de altura de pulsos observado a la salida del detector cuando sobre éste incide radiación monoenergética. En lo discutido hasta aquí, la función respuesta del detector es un pico gaussiano. Si dejamos de lado por un momento el ancho finito del pico, este se corresponde con una delta, es decir, para una radiación incidente de una cierta energía, la señal de salida del detector es única y con una amplitud fija. Si la respuesta es lineal, el espectro de alturas de pulsos medido se corresponde directamente con el espectro de energías de la radiación incidente. Este es el caso ideal, pero debido a las diferentes interacciones que pueden tener lugar entre la radiación y el material detector, la función respuesta ideal no siempre se obtiene, especialmente para el caso de radiación X o γ .

La función respuesta de un detector a una dada energía queda determinada por las diferentes interacciones que pueden tener lugar entre la radiación y el material detector. Consideremos el

caso de radiación γ monoenergética. Los mecanismos de interacción de los rayos X y γ , en el rango de energía de unos pocos keV a 10 MeV, son efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares. En estos procesos se generan partículas cargadas (electrones y positrones) que son las que producen ionizaciones y excitaciones en el medio detector. Haremos una breve descripción de estos procesos para entender cómo se forma un espectro de altura de pulsos. Una descripción más profunda se puede encontrar en [Leo, Evans].

En el efecto fotoeléctrico el fotón incidente es absorbido por un electrón ligado, el cual es eyectado del átomo con una energía cinética dada por $E_{cin}=h\nu-\Phi_0$, donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente y Φ_0 la función trabajo del material detector (figura 9.5). El electrón eyectado (*fotoelectrón*) es el que depositará su energía produciendo ionizaciones y excitaciones en el medio detector. Dado el poco recorrido que tienen los electrones en los medios materiales, podemos suponer que el mismo no escapa del material detector y deposita en él toda su energía. En este marco, la interacción fotoeléctrica se reflejará en la función respuesta del detector como un pico gaussiano, el fotopico que discutimos en la sección anterior. Es por esta razón que este pico recibe este nombre y corresponde al depósito total de la energía de la radiación X o γ en el medio detector.

El electrón eyectado en el proceso fotoeléctrico deja un hueco en la capa electrónica en la que se encontraba. Un electrón de una capa con mayor energía puede caer a este hueco, liberando energía en el proceso, un rayo X característico del material sensible del detector. Estos rayos X pueden escapar y contribuir a generar un pico, en general de baja intensidad a una energía igual a la del fotopico menos la energía del rayo X. Si esta energía es de unos pocos keV, este pico asociado al escape de rayos X del material detector en general no se puede resolver del fotopico. Si el detector es muy grande o de un material de una alta densidad la probabilidad de escape de este rayo X es muy baja, por lo cual tampoco se lo observa.

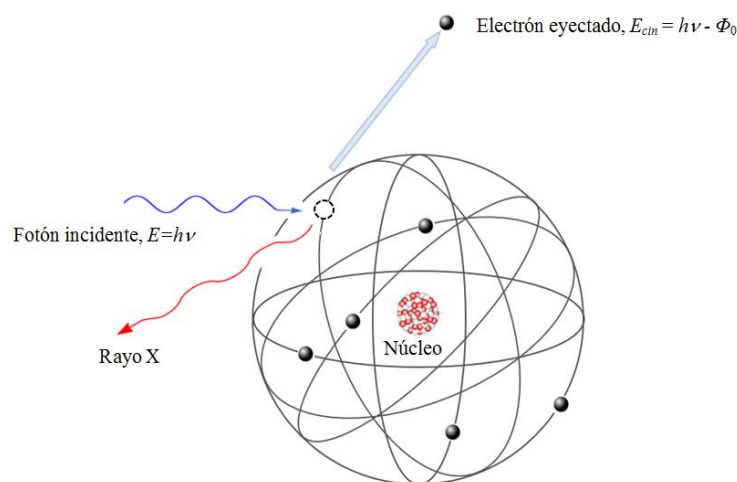


Figura 9.5. Representación esquemática del efecto fotoeléctrico. El fotón γ incidente es absorbido por un electrón atómico al cual le transfiere toda su energía. El electrón es eyectado del átomo con una energía cinética $h\nu-\Phi_0$.

La dispersión Compton es un proceso en el cual un rayo γ es dispersado por un electrón libre. En un medio material no hay electrones libres, todos están ligados a algún átomo.

Entendemos como electrón libre aquel cuya energía de enlace se puede despreciar frente a la energía del fotón γ . En este proceso el electrón absorbe el fotón incidente de energía $h\nu$, adquiriendo energía cinética (*electrón Compton*). Además, se genera en el proceso un fotón *secundario* o *dispersado*. Como la energía del γ incidente se divide ahora entre el electrón Compton y el γ dispersado, la energía de éste, $h\nu'$, es menor a $h\nu$. El fotón dispersado se emite en un ángulo θ con respecto a la dirección del fotón γ incidente (ver figura 9.6).

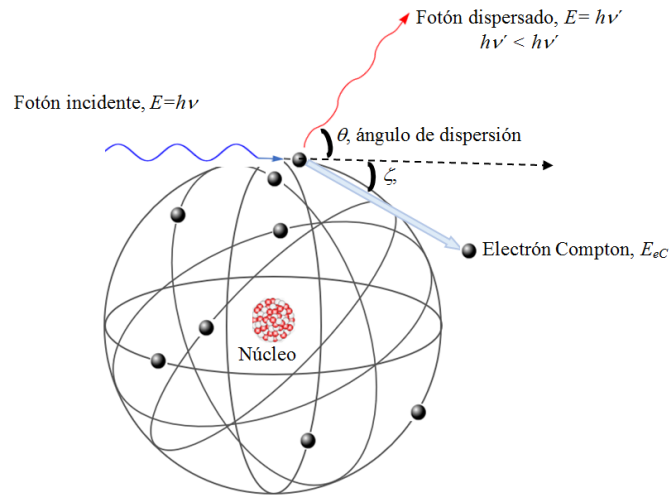


Figura 9.6. Representación esquemática del proceso de dispersión Compton. El fotón γ incidente es absorbido por un electrón libre. En el proceso se genera un fotón secundario de energía $h\nu'$ que es emitido en un ángulo θ con respecto a la dirección de propagación del γ incidente.

Para este proceso podemos calcular (planteando conservación del momento lineal y la energía en forma relativista [Young]) la energía del fotón dispersado, la cual depende del ángulo de dispersión θ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \Gamma(1 - \cos\theta)} \quad (3)$$

donde hemos definido:

$$\Gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (4)$$

m_e es la masa del electrón y Γ es esencialmente la energía del fotón γ incidente. La energía del electrón Compton, E_{eC} , es:

$$E_{eC} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\Gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \Gamma(1 - \cos\theta)} \quad (5)$$

Por lo tanto, E_{eC} tiene un rango continuo de valores entre 0 ($\theta=0$) y $E_{eC}^{\text{máxima}}$ para $\theta=180^\circ$:

$$E_{ec}^{m\acute{a}xima} = h\nu \left(\frac{2\Gamma}{1+2\Gamma} \right) \quad (6)$$

Volviendo a la energía $h\nu$ del γ incidente:

$$E_{ec}^{m\acute{a}xima} = \frac{(h\nu)^2}{(h\nu + 0,2555 \text{ MeV})} \quad (7)$$

La distribución de electrones Compton en función de su energía se muestra en la figura 9.7.

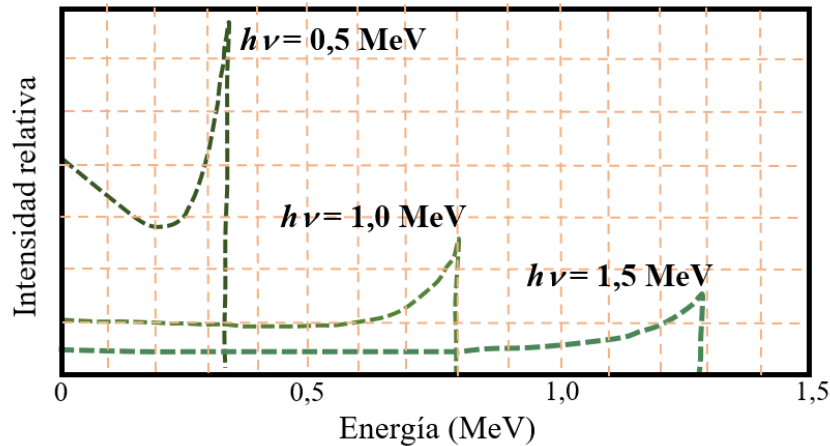


Figura 9.7. Distribución en energía de los electrones Compton para diferentes energías del fotón γ incidente.

Al igual que en el efecto fotoeléctrico, podemos asumir que el electrón Compton deja toda su energía en el medio detector. Si el fotón dispersado es absorbido por el medio detector vía efecto fotoeléctrico, se produce el depósito total de energía $h\nu$ de la radiación ionizante incidente en el volumen del detector, aportando al fotopico. Pero, si el fotón secundario escapa del medio detector, la energía que se depositará es E_{ec} , que puede variar entre 0 y $E_{ec}^{m\acute{a}xima}$. Por lo tanto, el efecto Compton se verá reflejado en la función respuesta del detector, contribuyendo al espectro de altura de pulsos con un continuo (*meseta Compton*) con la forma mostrada en la figura 9.7. Por lo tanto, la interacción vía efecto Compton altera la respuesta gaussiana ideal. El punto $E = E_{ec}^{m\acute{a}xima}$ (donde finaliza la meseta Compton) se denomina *borde Compton*. El fotón dispersado puede actuar con el medio detector por efecto Compton, lo que se conoce como *interacción Compton múltiple*. En este caso tendremos que sumar al espectro de altura de pulsos una estructura en el valle entre el borde Compton y el fotopico en la función respuesta.

Si la radiación incidente tiene una energía $h\nu$ estrictamente mayor a 1022 keV debemos considerar la interacción vía formación de pares. En este proceso un fotón γ , en presencia de un núcleo se transforma en un par electrón-positrón (figura 9.8). Podemos asumir que ambas partículas depositan toda su energía en el medio material. El positrón, al alcanzar el reposo (*termalizarse*) se aniquila con un electrón del medio detector, dando lugar a dos fotones de 511 keV cada uno, que se emiten (por conservación del momento lineal) en direcciones opuestas. Si ambos fotones son absorbidos por el medio, se deposita toda la energía de la radiación incidente

y entonces el proceso contribuye al fotopico. Por el contrario, si uno o ambos fotones escapan del medio detector, entonces la energía depositada en el medio material será $h\nu-511$ keV (escape de uno de los fotones) o $h\nu-1022$ keV (escape de ambos fotones). En consecuencia, el proceso de aniquilación de pares puede dar lugar a uno o dos picos gaussianos adicionales en la función respuesta del detector.

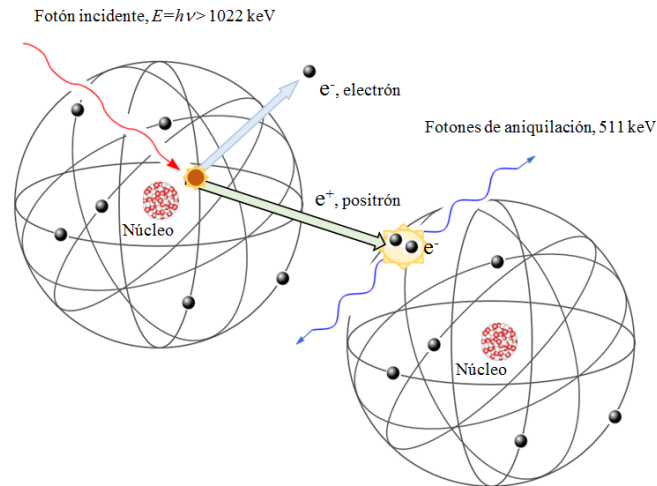


Figura 9.8. Representación esquemática del proceso de formación de pares. El fotón γ incidente (con energía estrictamente mayor a 1022 eV) en presencia de un núcleo se convierte en un par electrón-positrón. Este último se aniquila con un electrón del medio emitiendo dos fotones de 511 keV en direcciones opuestas.

Presentamos una figura esquemática de un espectro de altura de pulsos en la figura 9.9. En esta figura podemos distinguir el aporte de cada proceso de interacción a la función respuesta del detector: el efecto fotoeléctrico da lugar al fotopico (depósito total de la energía incidente sobre el detector), el efecto Compton a la meseta y al borde Compton (depósito parcial de la energía incidente), la interacción Compton múltiple a la estructura entre la meseta Compton y el fotopico (depósito parcial de la energía incidente) y la formación de pares a los picos de escape, localizados a energías dadas por $h\nu-511$ keV y $h\nu-1022$ keV (depósito parcial de la energía incidente).

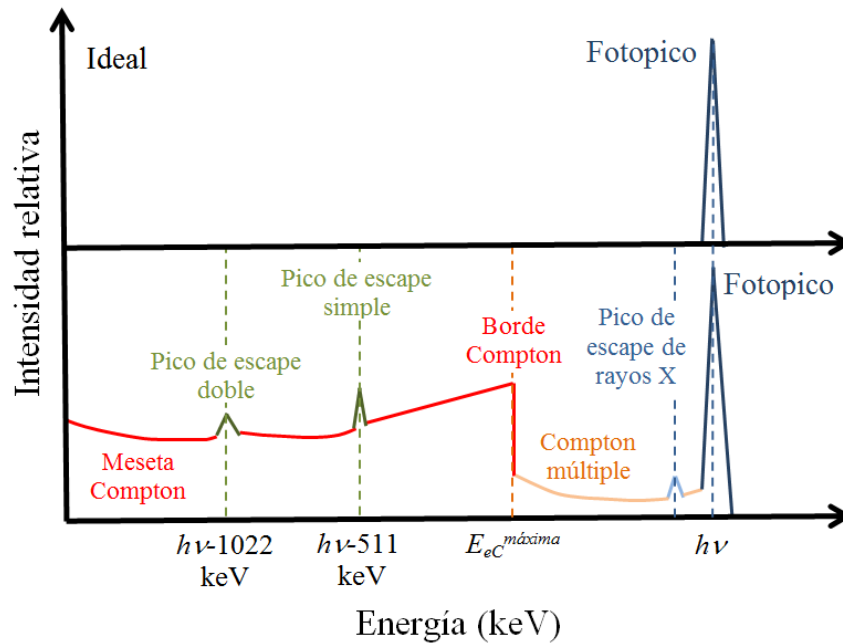


Figura 9.9. Arriba. Función respuesta ideal para el caso de radiación γ monoenergética incidente sobre el detector. Abajo: Función respuesta para el caso de radiación γ monoenergética y mayor a 1022 keV. Sólo hemos considerado interacción de la radiación incidente con el medio vía procesos fotoeléctricos, Compton o formación de pares y radiación monoenergética..

La función respuesta de un detector refleja entonces las diferentes interacciones que ocurren en el volumen sensible del material detector. La intensidad relativa de cada estructura del espectro de altura de pulsos queda determinada por la probabilidad de ocurrencia de cada proceso de interacción, dada por la sección eficaz σ de cada uno de ellos. Por lo tanto, la función respuesta será diferente para distintas energías y para cada material detector. No discutiremos aquí ni el cálculo ni la forma explícita de las secciones eficaces. Nos limitaremos a dar la dependencia de σ con el material y la energía de la radiación ionizante para cada proceso. Para profundizar sobre este punto recomendamos ver [Leo].

En el caso del efecto fotoeléctrico, la sección eficaz fotoeléctrica, σ^{foto} , es proporcional a Z^5 y $1/(h\nu)^3$ siendo Z el número atómico efectivo del material detector. En la dispersión Compton, $\sigma^{Compton}$ es proporcional Z y $1/h\nu$ y en el caso de formación de pares σ^{pares} es proporcional a Z^2 y $h\nu$. En este último caso se tiene el requisito adicional $h\nu$ tiene que ser estrictamente mayor que 1022 keV. De esto podemos deducir que el efecto fotoeléctrico es predominante para fotones γ de baja energía y materiales de alto Z , formación de pares para altas energías y altos valores de Z y el efecto Compton para energías y Z intermedios, como se esquematiza en la figura 9.10.

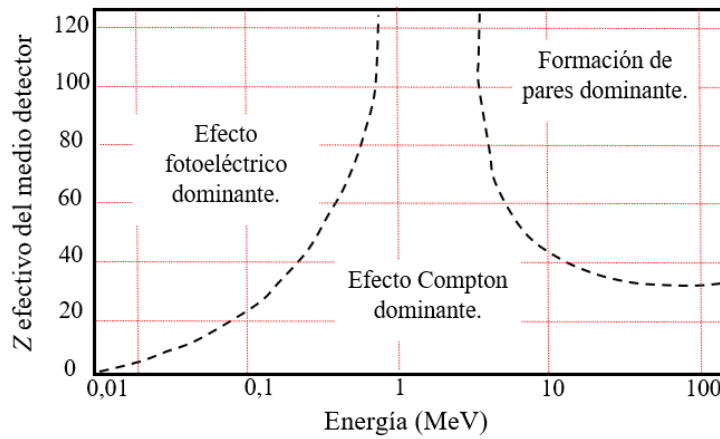


Figura 9.10. Proceso de interacción predominante (más probable) en función de la energía del fotón γ incidente para medios de diferente número atómico efectivo Z .

La probabilidad de interacción de una radiación ionizante con un átomo del medio detector, σ , es la suma de la probabilidad individual de cada proceso:

$$\sigma(h\nu, Z) = \sigma^{foto} + Z \cdot \sigma^{Compton} + \sigma^{pares}. \quad (8)$$

En el medio material, hay N átomos por unidad de camino. Entonces, la probabilidad total de interacción de la radiación ionizante con el medio detector viene dada por:

$$\mu(h\nu, Z) = N\sigma = \sigma \cdot \frac{N_A \rho}{A}. \quad (9)$$

N_A es el número de Avogadro, ρ la densidad del medio detector y A su peso atómico efectivo. μ se denomina *coeficiente de atenuación*. Usualmente se suele reportar el coeficiente de atenuación másico, μ/ρ . Mostramos la dependencia de μ/ρ con la energía del γ incidente para un dado material en la figura 9.11. Este coeficiente nos permite determinar que material es conveniente para detectar una dada radiación o, dado el material, cuál debe ser su volumen para tener una alta probabilidad de interacción de la radiación ionizante con el medio detector, maximizando así la eficiencia de detección. Por lo tanto, μ es un parámetro fundamental en el diseño de detectores, en los procesos de medición de radiación X y γ y en diversas aplicaciones como, por ejemplo, imágenes médicas. Figuras y tablas de μ en función de la energía para diferentes medios materiales se pueden encontrar en [Evans, Leo, Cherry] o en páginas web, por ejemplo, [NIST XCOM: Element/Compound/Mixture](https://www.nist.gov/patrol/xcom). En esta última se puede proponer como material absorbente a elementos químicos, o a una combinación de estos.

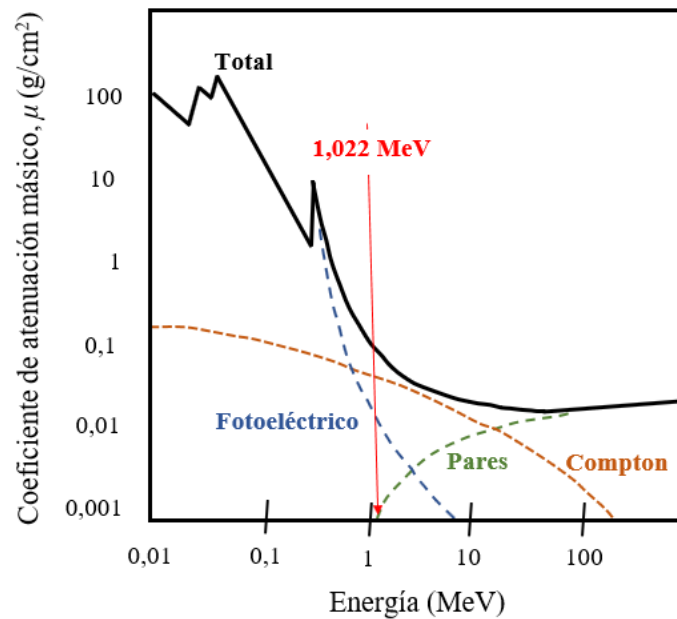


Figura 9.11. Coeficiente de absorción másico, μ/ρ , en función de la energía de la radiación ionizante incidente para un material genérico.

En los espectros de altura de pulsos observados experimentalmente se presentan efectos, generalmente secundarios, que se originan en la interacción de la radiación emitida por la muestra con elementos externos al detector y en las características propias del proceso de decaimiento de cada radionucleido. En el primer caso podemos destacar los efectos asociados a la detección de fotones γ que antes de interactuar con el medio detector fueron dispersados en materiales vecinos al mismo. Tenemos entonces radiación γ de energía menor a la emitida por la fuente, originada en procesos de dispersión Compton fuera del detector, y que luego incide sobre el mismo, dando lugar al llamado *pico de retrodispersión*. Esta denominación se debe al hecho que para fuentes puntuales y detectores relativamente pequeños, los fotones γ que son redirigidos al detector son aquellos que son dispersados con un ángulo de 180° en el entorno del detector y luego son detectados. La energía de estos fotones γ retrodispersados puede calcularse, para una energía $h\nu$ emitida por la fuente, haciendo $\theta=180^\circ$ en la ecuación (3). Notemos que la energía a la que se localiza el pico de retrodispersión, E^{retr} , es la energía de un rayo γ de energía $h\nu$ dispersado 180° grados, mientras que la energía del borde Compton, E_{ec}^{max} , es la energía del electrón Compton en un proceso de dispersión a 180° . Por lo tanto, $E^{retr} + E_{ec}^{max} = h\nu$.

En cuanto a las características propias del proceso de decaimiento que aportan al espectro de altura de pulsos podemos mencionar los rayos X característicos que pueden ser emitidos por el radionucleido en el proceso de decaimiento del padre radioactivo, los rayos X producidos al interactuar la radiación γ con los materiales que rodean al detector y la radiación de *bremsstrahlung* generada al interactuar las partículas β emitidas en el proceso de decaimiento del padre radioactivo con el entorno del detector, por ejemplo blindaje (ver capítulo 1). Esta radiación se puede disminuir revistiendo al sistema fuente-detector con materiales de bajo número atómico, tal como mencionamos en el caso del blindaje del detector de Ge hiperpuro

[Leo, Cherry, Desimoni]. Un último efecto que debe considerarse es la aparición de picos en la respuesta del detector originados por la detección de radiación de aniquilación. En este caso un positrón emitido en el proceso β^+ se aniquila con un electrón del entorno del detector, produciéndose en este proceso dos rayos γ de 511 keV que se emiten en direcciones opuestas. Uno de estos γ de 511 keV puede alcanzar el detector, dando lugar a un fotopico a esta energía y su meseta Compton asociada. Tengamos cuidado en no confundir este efecto con la formación de pares en el material detector.

La función respuesta de un detector refleja las diferentes interacciones que ocurren en el volumen sensible del detector, así como la interacción de los rayos γ con el material que lo rodea, ver figura 9.12. En la figura 9.13 esquematizamos como se reflejan estas interacciones en la función respuesta de un detector.

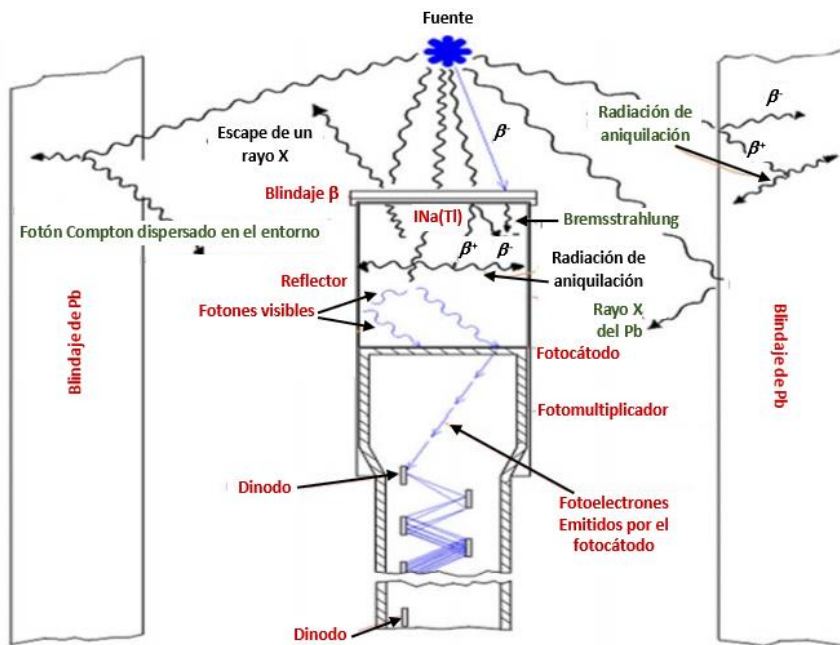


Figura 9.12. Lo diferentes tipos de procesos de interacción de la radiación emitida por una fuente radiactiva con el detector y su entorno.

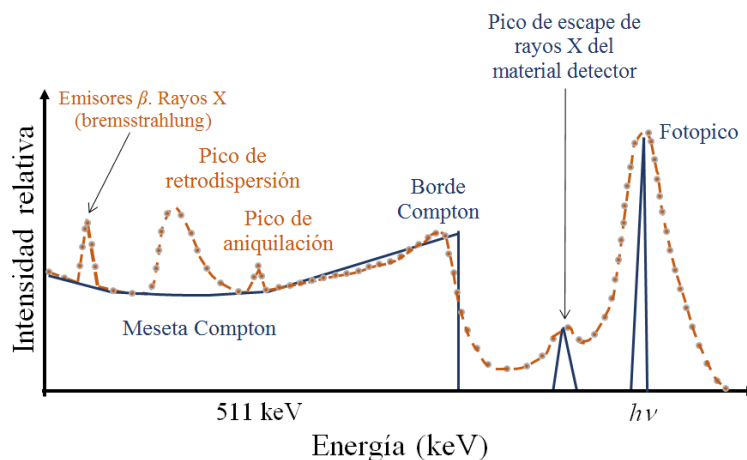


Figura 9.13. Espectro de altura de pulsos para el caso de radiación γ monocromática incluyendo los procesos de interacción de la radiación con el entorno del detector y los efectos asociados a las características del proceso de decaimiento de la muestra radioactiva.

Hasta aquí hemos considerado el caso de radiación monocromática. Si sobre el detector inciden rayos γ de diferente energía, el espectro de altura de pulsos será la suma de todas las contribuciones (fotopico, meseta y borde Compton, picos de escape y, si la energía de la radiación ionizante incidente es mayor a 1.022 keV, los picos de escape) correspondientes a cada energía.

Para ilustrar mejor cómo influyen los diferentes procesos, eventos fuera del detector y las características del proceso de decaimiento de la fuente en la función respuesta vamos a discutir y comparar diferentes espectros de altura de pulsos. En la figura 9.14 comparamos la función respuesta (el espectro de altura de pulsos) para un detector de Ge hiperpuro y un NaI(Tl) para el caso de un espectro generado por una muestra de ^{137}Cs (radiación γ de 662 keV). Dos diferencias son claramente apreciables: la disminución del ancho del fotopico y la disminución de la meseta Compton en la función respuesta del detector de Ge hiperpuro. Este último efecto se debe a que el Ge tiene una densidad mayor que el NaI (Tl), lo que favorece la absorción del fotón dispersado generado en la interacción Compton y en consecuencia un número mayor de fotones deposita toda su energía en el medio detector. Como ya mencionamos, la disminución del ancho del fotopico está relacionado con la menor energía necesaria para generar ionizaciones en el Ge con respecto a la necesaria para generar los fotones UV-visible en el centellador de NaI(Tl) y el menor factor de Fano para el Ge. En la figura 9.15 mostramos el espectro de altura de pulsos obtenido con un detector centellador plástico para la misma muestra. Podemos observar cómo se ensancha el fotopico y se pierde toda la estructura de la meseta Compton.

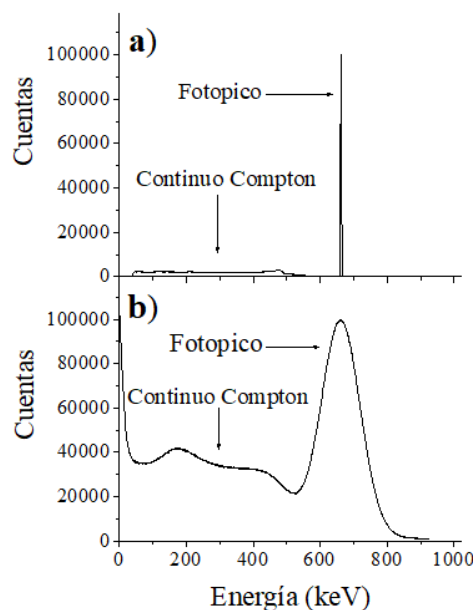


Figura 9.14. Función respuesta (espectro de altura de pulsos) de ^{137}Cs (radiación monoenergética de 662 keV) para un detector de HPGe y un centellador NaI(Tl).

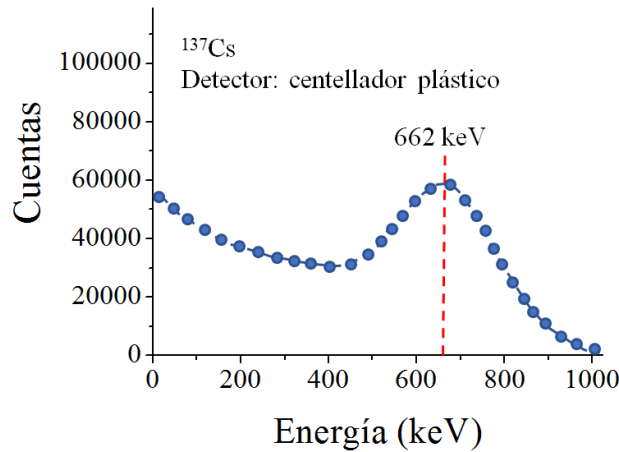


Figura 9.15. Función respuesta (espectro de altura de pulsos) para una muestra de ^{137}Cs obtenida con un detector centellador plástico.

En la figura 9.16 mostramos el espectro de altura de pulsos para el caso de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (radiación γ de 142,6 keV) tomados con un detector centellador de NaI(Tl) y un detector de Ge hiperpuro. Nuevamente, para energías del orden de 140 keV se observa cómo se reduce la meseta Compton y sobre todo el ancho del fotopico asociado al rayo γ emitido por el $^{99\text{m}}\text{Tc}$.

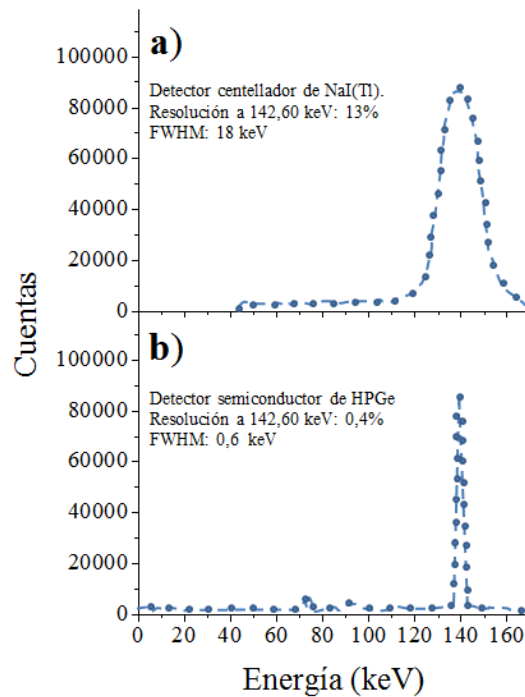


Figura 9.16. Espectro de altura de pulsos de $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (radiación monoenergética de 142,6 keV). Los espectros se obtuvieron con un detector centellador de NaI(Tl) (a) y un detector semiconductor de Ge hiperpuro, HPGe (b).

En la figura 9.17 presentamos el espectro de altura de pulsos del ^{197}Hg tomado con un detector de NaI(Tl). En el espectro se observan dos picos. El de mayor energía (77,4 keV) es el fotopico correspondiente a la energía del rayo γ emitido por este radionucleido. El pico de menor energía, localizado a 45 keV, corresponde al escape del rayo X de 30 keV emitido por el yodo

luego de la absorción fotoeléctrica del rayo γ de 74,4 keV por un electrón de la capa K de este elemento químico. Estos picos de escape son más probables en el caso de radiación incidente de baja energía, ya que en estos casos la absorción fotoeléctrica del γ incidente se produce a poca profundidad en el material detector, por lo cual el rayo X tiene mayor probabilidad de escapar del detector. Al aumentar la energía del γ incidente, la absorción fotoeléctrica ocurre (en promedio) a mayores profundidades en el detector, por lo cual aumenta la probabilidad que el rayo X sea absorbido por el propio centellador.

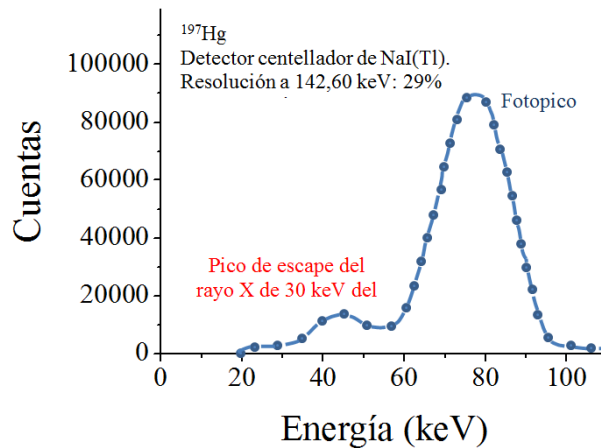


Figura 9.17. Espectro de altura de pulsos de ^{197}Hg obtenido con un detector centellador de NaI(Tl). Se observa el fotopico de 77,4 keV y el pico de escape del rayo X de 30 keV del yodo.

Como ya discutimos, los materiales en el entorno del sistema detector-fuente (como los blindajes) pueden incrementar el pico de retrodispersión y la detección de fotones γ que han interactuado por efecto Compton con paredes o blindajes que rodean al detector o a la muestra radioactiva. Como mostramos en la figura 9.18, al rodear la muestra radioactiva con placas plásticas se reduce la intensidad del fotopico mientras crece la estructura del espectro de altura de pulsos en la región de la meseta Compton y el pico de retrodispersión.

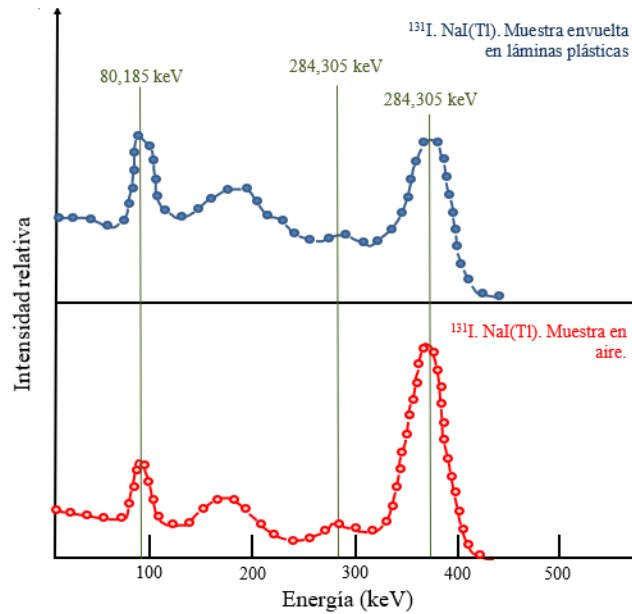


Figura 9.18. Efecto de rodear la muestra con materiales que favorecen la dispersión de los fotones en el entorno del detector antes de alcanzarlo. La curva roja muestra el espectro de altura de pulsos de ^{131}I en aire y la azul la misma muestra, pero rodeada por placas de plástico. Se observa el aumento del pico de retrodispersión y la meseta Compton y la disminución del fotopico.

De lo anterior podemos concluir que la función respuesta de un detector depende de la muestra radioactiva en estudio y del tipo de detector utilizado para la medición y de su entorno. Pero aún para un dado tipo de detector, la función respuesta también depende del tamaño del detector y de las condiciones operacionales del mismo. A menor tamaño del detector, mayor probabilidad que los fotones secundarios, de aniquilación y rayos X escapen del material detector, incrementando la relación meseta Compton/fotopico. Este efecto se ilustra en la figura 9.19. Al incrementar el tamaño del detector, la intensidad de la meseta Compton se reduce debido a que, a mayor tamaño del volumen sensible, mayor probabilidad de absorber el fotón dispersado. O sea, que la radiación incidente deposite toda su energía en el cristal, aumentando la eficiencia del sistema. Por lo tanto, más allá de aspectos generales comunes, los espectros de altura de pulsos pueden ser diferentes aun cuando se trabaje con detectores del mismo tipo. Entender estas diferencias es fundamental para diseñar un sistema detector acorde a la medida a realizar, desarrollar un experimento en las mejores condiciones posibles y realizar un buen análisis de los resultados.

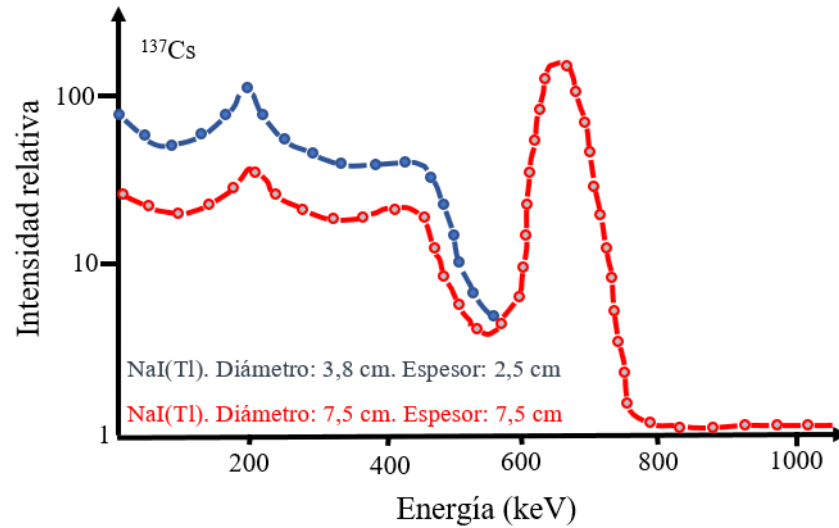


Figura 9.19. Efecto del tamaño del cristal de NaI(Tl) sobre el espectro de altura de pulsos de una fuente de ^{137}Cs . Los espectros han sido normalizados para igualar la altura del fotopico para mejor visualizar el cambio en la meseta Compton en función del tamaño del detector. Notar la escala logarítmica en el eje vertical.

Más ejemplos de espectros de altura de pulsos para el caso de radiación γ y el efecto del entorno, y del tamaño y geometría de los detectores centelladores se pueden encontrar en [Health].

Una pregunta que podemos hacernos es ¿Cuál es el espectro de alturas de pulso cuando no ponemos una fuente radiactiva frente al detector? Ya sabemos que lo que obtendremos es el fondo radioactivo que nos rodea y que determinamos mediante un detector Geiger-Müller, tal como reportamos en el capítulo 7. Sin embargo, no teníamos ninguna información sobre los radionucleidos que generan dicho fondo. Presentamos espectros de altura de pulsos del fondo en el Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP) en las figuras 9.20 y 9.21. Estos espectros fueron obtenidos con un detector centellador de NaI (Tl) y un detector semiconductor de Ge hiperpuro. En el primer caso observamos un espectro de altura de pulsos con muy poca estructura, sólo un pico a bajas energías. En el caso del detector de Ge hiperpuro podemos distinguir los fotopicos asociados a las cadenas naturales del ^{238}U y del ^{232}Th (la cadena del ^{235}U no alcanza a distinguirse por su baja abundancia isotópica) y el fotopico correspondiente al ^{40}K . En una caracterización radiológica de una dada muestra (por ejemplo, una matriz ambiental como suelos, agua, alimentos) este espectro de altura de pulsos del fondo radiológico se resta al de la matriz ambiental.

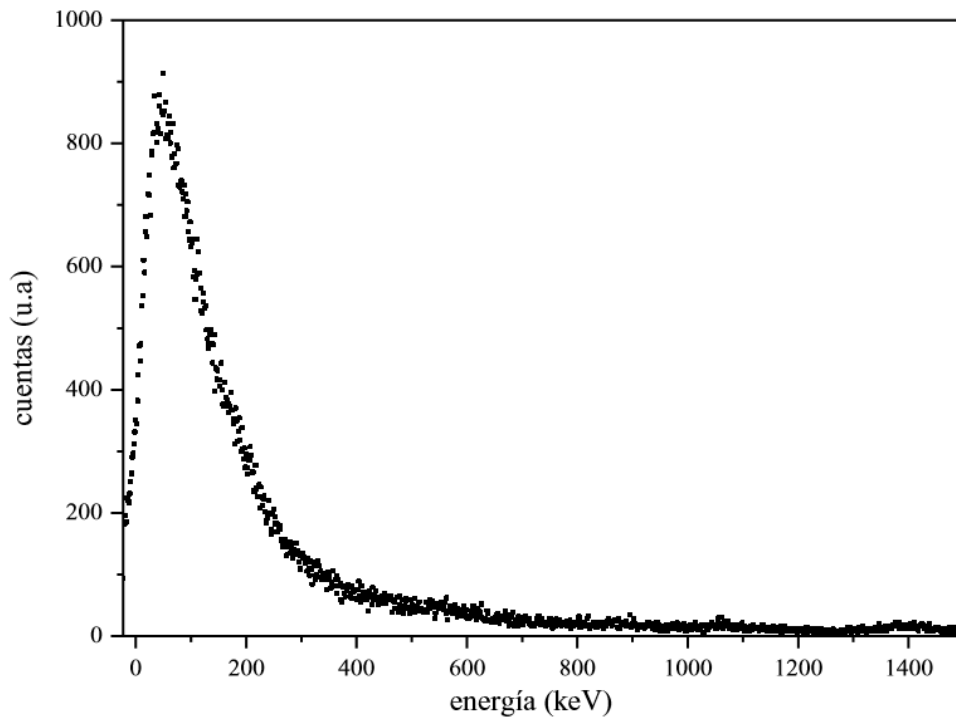


Figura 9.20. Espectro de altura de pulsos del fondo radiológico del Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNLP, medido con un detector centellador de INa(Tl).

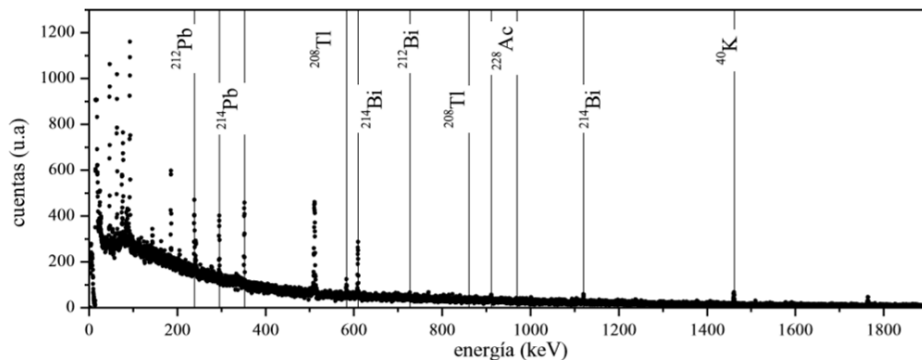


Figura 9.21. Espectro de altura de pulsos del fondo radiológico tomado en el Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNLP tomado con un detector semiconductor de Ge hiperpuro. Se indican los fotopicos asociados a las cadenas naturales del ^{238}U y del ^{232}Th y el fotopico correspondiente al ^{40}K .

Eficiencia de detección

Cuando hablamos de detección de la radiación tenemos que considerar que no toda la radiación γ emitida por la fuente radioactiva es detectada. Una fracción de esa radiación no llega, por un factor geométrico, al detector (salvo que este envuelva la muestra, como en el caso de los centelladores líquidos) y no toda la radiación ionizante que llega al detector interactúa con el volumen sensible. Esta fracción que no interactúa con el material detector no da lugar a una señal de salida. Es necesario entonces definir un parámetro que cuantifique la capacidad de un

sistema detector para convertir la radiación emitida por la fuente en señales utilizables. Este parámetro es la *eficiencia*. La eficiencia nos permitirá relacionar el número de eventos detectados con la radiación emitida (actividad) de la muestra

Supongamos una fuente radioactiva que emite A eventos por unidad de tiempo y detecta C eventos por unidad de tiempo La eficiencia de detección del sistema es:

$$\xi = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos emitidos por la fuente}} = \frac{C}{A} \quad (10)$$

Por lo tanto, el número de eventos detectados por unidad de tiempo viene dado por $C=\xi \cdot A$. Lo ideal es maximizar ξ para que la tasa de conteo sea lo más alta posible para una cierta actividad de la muestra.

ξ es función de la geometría del sistema muestra-detector y la energía de la radiación incidente. ξ se puede factorizar en dos términos: la *eficiencia geométrica* y la *eficiencia intrínseca*. La eficiencia geométrica (ξ_{geom}) se define como la fracción de eventos emitidos por la fuente que alcanzan el detector:

$$\xi_{geom} = \frac{\text{eventos incidente sobre el detector}}{\text{eventos emitidos por la fuente}} \quad (11)$$

La eficiencia intrínseca (ξ_{int}) depende sólo de la energía de la radiación ionizante incidente y se define como la fracción de los eventos que alcanzan el detector que dan lugar a una señal:

$$\xi_{int} = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos incidentes sobre el detector}} \quad (12)$$

De esta forma, la eficiencia total (o simplemente la eficiencia) es:

$$\xi = \xi_{geom} \cdot \xi_{int} \quad (13)$$

En esta discusión hemos supuesto que no hay radiación ionizante que se pierda por ser absorbida por el medio entre la muestra y el detector. Dado que en general este medio es aire y la distancia fuente radioactiva-detector es de unos pocos centímetros esta suposición es muy razonable para radiación X y γ .

La eficiencia es un factor muy importante en el caso de radiación neutra, ya que las dimensiones del detector se vuelven fundamentales a fin de obtener una buena probabilidad de interacción. Es por esto que para cada sistema detector-muestra se debe determinar (en forma teórica o experimental) el valor de la eficiencia para cada energía en estudio, lo cual no es sencillo. Particularmente, el cálculo de la eficiencia geométrica requiere de modelos matemáticos muy complejos, sobre todo en el caso de muestras que no pueden considerarse puntuales y sistemas formados por múltiples detectores. En el caso de la eficiencia intrínseca, la misma depende de todos los procesos de interacción que tienen lugar en el detector, por lo cual es

necesario conocer el coeficiente de atenuación del material en función de la energía. La eficiencia intrínseca viene dada por:

$$\xi_{int} = 1 - e^{-\mu(E).L} \quad (14)$$

donde $\mu(E)$ es el coeficiente de atenuación lineal del material y L la distancia recorrida por el fotón γ en el material. En ciertos casos se puede asumir que L es el espesor del material detector. En otras situaciones, se deben realizar cálculos más complejos para considerar todos los posibles caminos para la radiación γ al atravesar el material detector. Como podemos ver en la figura 9.22, la distancia recorrida por un fotón γ en un medio detector en el caso a) es menor al espesor del medio, por lo cual la eficiencia para este fotón γ es menor que para el caso del fotón γ del caso b), donde el espesor del detector coincide con la trayectoria recorrida. En el caso c) la distancia recorrida por el fotón γ es mayor al espesor del detector, por lo que la eficiencia es mayor. Este simple ejemplo (que asume una muestra puntual) revela que tan dificultoso puede ser el cálculo de la eficiencia de un detector.

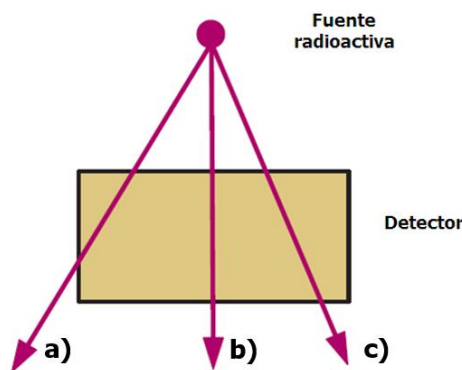


Figura 9.22. Tres de las posibles trayectorias de fotones γ emitidos por una fuente puntual que atraviesan un material detector. Debido a las diferentes distancias recorridas en el material la eficiencia intrínseca de detección para cada uno es diferente.

Notemos que, para un detector centellador líquido en el cual la muestra radioactiva se disuelve en el centellador, la eficiencia geométrica es 1 (todos los fotones γ emitidos por la muestra alcanzan el material centellador). Sin embargo, la eficiencia intrínseca de los centelladores líquidos es muy baja ya que una fracción muy alta de los fotones γ no interactúan con el material centellador por su baja densidad. Además, no todos los fotones visibles llegan a los fotomultiplicadores (ver capítulo 8), lo que disminuye aún más la eficiencia de detección.

En muchas ocasiones, ante las dificultades del cálculo de la eficiencia, se suele optar por la determinación experimental de la curva de eficiencia, proceso que se denomina *calibración en eficiencia*. ξ se pueden determinar experimentalmente usando fuentes de calibración para las cuales se conoce con precisión que radionucleidos están presentes en una muestra y sus actividades (es dada por el proveedor o se calcula a partir de la masa de material radiactivo, su vida media y composición) y reproduciendo exactamente con estas muestras patrones la

geometría fuente-detector y la autoabsorción de la muestra en estudio. Veremos más adelante un ejemplo de cómo realizar una calibración en eficiencia.

Respuesta temporal y tiempo muerto

Aunque en los experimentos que realizaremos no estudiaremos propiedades temporales, es conveniente dedicar unas líneas a la respuesta temporal de un sistema detector. Una característica muy importante de un detector es su *tiempo de respuesta*. Este es el tiempo que le toma a un detector formar una señal luego de la llegada de la radiación incidente. Esta característica es de suma importancia para aplicaciones temporales, como ser determinar el momento en que fue detectada una radiación ionizante o la diferencia temporal entre dos eventos. Para estos casos es necesario que la señal forme un pulso de rápido crecimiento, de forma tal que el momento en que arribó la señal al detector quede precisamente establecido. En estos casos, el flanco izquierdo del pulso (figura 9.23) debe ser lo más vertical posible para lograr una mayor precisión en la determinación del momento de detección del pulso.

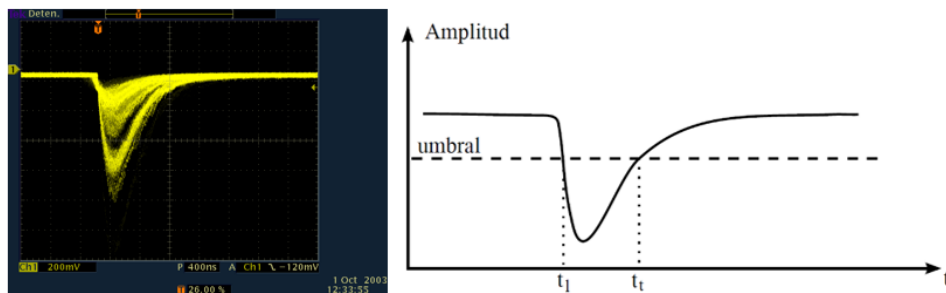


Figura 9.23. Señal electrónica de salida de un detector. La duración de la señal viene dada por el tiempo necesario para que el pulso decaiga desde su amplitud máxima a la línea de base.

La duración de la señal es también importante, ya que un evento que llega al detector antes de la finalización de una señal previa puede no ser aceptado (el detector es insensible) o la segunda señal puede sumarse a la primera, dando lugar a una altura de pulso que no se corresponde con la energía de la radiación incidente. La duración de la señal y como responde el detector ante su duración dan origen al *tiempo muerto* del detector y limita la cantidad de eventos detectables por unidad de tiempo. Para evitar tiempos muertos excesivos y sus efectos sobre la tasa de detección y la información contenida en la señal de salida del detector se debe reducir lo más posible la duración de la señal. De no ser posible o haberse alcanzado el límite de la electrónica que estamos empleando, el contaje se debe mantener lo más bajo posible para minimizar la probabilidad que dos eventos se superpongan.

En este punto, y por completitud, podemos mencionar dos factores relacionados con el tiempo de respuesta y la actividad de una muestra que contribuyen a la respuesta temporal de un detector. Tomemos como ejemplo el caso del decaimiento $^{111}\text{In} \rightarrow ^{111}\text{Cd}$. El ^{111}In decae por captura electrónica al nivel excitado de 420 keV del ^{111}Cd (que es estable). El ^{111}Cd se desexcita

emitiendo dos rayos γ de energía 171 keV y 247 keV (ver esquema de decaimiento en la figura 9.24). En el proceso de captura electrónica, el ^{111}Cd emite rayos X de 23-26 keV. El espectro de altura de pulsos del ^{111}In se muestra en la figura 9.25. En el espectro podemos identificar perfectamente los fotopicos asociados a los dos fotones γ emitidos por el ^{111}Cd en su desexcitación a su estado fundamental y el fotopico asociado a los rayos X emitidos por el ^{111}In tras el proceso de captura electrónica.

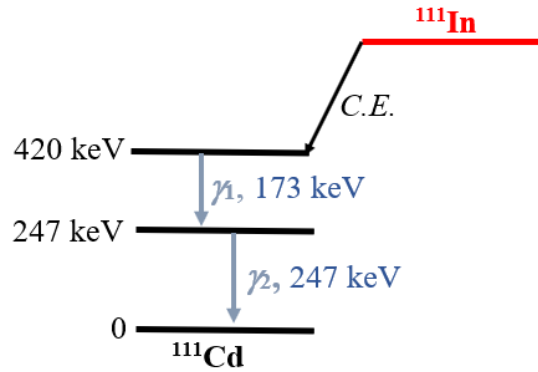


Figura 9.24. Esquema de decaimiento del $^{111}\text{In} \rightarrow ^{111}\text{Cd}$.

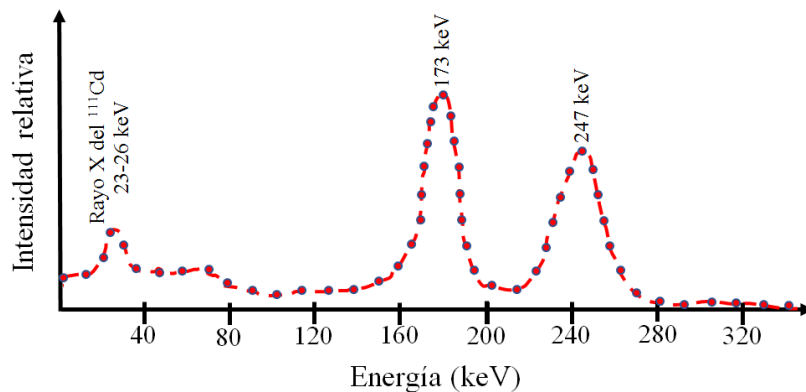


Figura 9.25. Espectro de altura de pulsos del $^{111}\text{In} \rightarrow ^{111}\text{Cd}$ para muestras de baja actividad (baja tasa de conteo).

Si ponemos una muestra con mayor actividad, el conteo por unidad de tiempo aumenta. En principio sin alterar la estructura del espectro de altura de pulsos. Sin embargo, para muy altas tasas de conteo se empieza a producir un efecto de superposición entre rayos γ y X que llegan al mismo tiempo al detector o, al menos, con una diferencia temporal menor a la respuesta temporal del sistema, por lo cual se producen pulsos de salida cuya amplitud es igual a la suma de las amplitudes de los eventos individuales. De esta forma, aparecen en el espectro picos en energías $173 \text{ keV} + 23 \text{ keV}$, $247 \text{ keV} + 23 \text{ keV}$ y $247 \text{ keV} + 173 \text{ keV}$, como podemos ver en la figura 9.26, denominados *pico suma*. Ante la sospecha de la presencia de picos suma, lo que debemos hacer es fraccionar la muestra de forma de disminuir su actividad. De esta forma se reduce la tasa de conteo y desaparecen las superposiciones de pulsos y, consecuentemente, los picos suma.

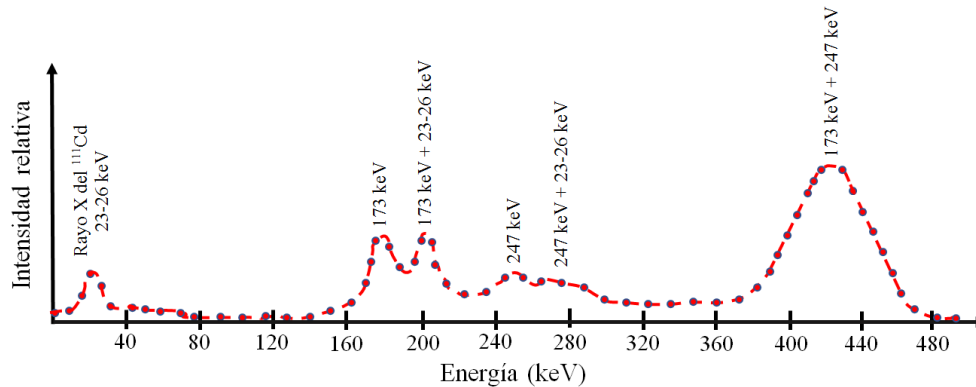


Figura 9.26. Espectro de energías de ^{111}In para muestras de muy alta actividad, lo que provoca la aparición de picos suma.

Existe una segunda forma por la cual se pueden producir picos suma. Si analizamos el esquema de decaimiento del ^{111}In , luego del proceso de captura electrónica el sistema decae del estado excitado de 420 keV al estado de 247 keV y semivida τ , emitiendo el rayo γ de 173 keV. Luego del tiempo τ el núcleo de ^{111}Cd decae al estado fundamental emitiendo el rayo γ de 247 keV. Supongamos ahora que la vida media τ del estado intermedio es muy corta, menor que la respuesta temporal del sistema detector. En estas condiciones, para el sistema los dos rayos γ se emiten y llegan al detector en forma simultánea, por lo cual no va a detectar dos rayos γ sino uno de energía $173 \text{ keV} + 243 \text{ keV} = 420 \text{ keV}$. Si esta es la situación, sólo observaríamos el rayo X y este pico suma en el espectro de altura de pulsos. Este efecto no lo resolvemos reduciendo la actividad de la muestra, ya que por más baja que esta sea, para el sistema los rayos γ llegan en forma simultánea y los va a tratar un único evento de energía igual a la suma de la energía de cada rayo γ .

Finalmente, debemos tener en cuenta que la respuesta temporal de un sistema detector depende del material detector y de su forma y tamaño. Pero, además, cada elemento que compone el sistema detector tiene su propio tiempo de procesamiento de señales.

Referencias

- [Alonso] Alonso, M. y Finn, E. J. (1986). Física, Vol. 3, Fundamentos cuánticos y estadísticos. México D.F: Addison-Wesley Iberoamericana.
- [Cherry] Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). Physics in Nuclear Medicine, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.
- [Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).
- [Health] Health, R. L. (1964). Scintillation Spectrometry: Gamma-Ray Spectrum Catalogue. New York: United States Atomic Energy Commission, 2nd ed. <https://doi.org/10.2172/4033554>

[Leo] Leo, W. R. (1987). *Techniques for Nuclear and Particle Experiments*". New York: Springer-Verlag.

[Young] Young, H. D. y Freedman, R. A. (2009). *Física universitaria*, 12 edición, Vol. 2. México D. F.: Pearson Educación, 2009.

Lecturas complementarias recomendadas

Evans, R. D. (1972). *The Atomic Nucleus*. New York: McGraw-Hill.

Knoll, G. F. (1989). *Radiation detection and measurements*. New York: John Willey and Sons.

<http://www.ortec-online.com>.

<http://www.canberra.com>

CAPÍTULO 10

Dispositivos básicos de un sistema detector, terminología y señales

Los detectores modernos proveen una amplia información de la radiación ionizante detectada, la cual queda contenida en un pulso eléctrico y puede reflejarse en una o más características del pulso: su amplitud, forma, polaridad, o simplemente en su mera presencia. Para extraer esta información, la señal es conformada y luego procesada por un sistema electrónico que debe estar diseñado para realizar una enorme variedad de tareas, incluyendo distinguir entre diferentes señales, extraer información de la energía de la radiación incidente, determinar la diferencia temporal relativa entre dos eventos, entre otras. Además, a partir de estos datos, debe tomar decisiones, como ser aceptar o no un dado evento o registrar un dado evento en una dada unidad de memoria. Estas tareas (todas o algunas) se realizan mediante un sistema electrónico modular. El sistema detector más elemental se compone del detector propiamente dicho, una fuente de tensión, un preamplificador, un amplificador y un sistema contador. Este sistema detector se muestra en la figura 10.1. Recordemos que, en el caso de un centellador, cuando decimos detector nos estamos refiriendo al conjunto material centellador (volumen sensible del sistema detector), el fotocátodo y el tubo fotomultiplicador.

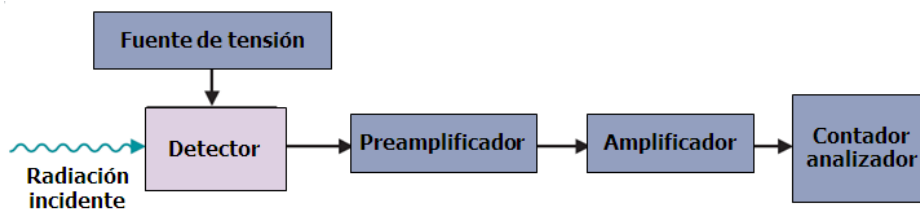


Figura 10.1. Representación esquemática de un sistema detector de radiación γ y los componentes electrónicos que lo componen.

En este capítulo describiremos cada uno de los componentes electrónicos que conforman un sistema detector, las características de los pulsos eléctricos que cada uno recibe y da como salida, junto con algunas definiciones básicas en el campo de la electrónica que se emplea en la detección de radiación γ .

Señales

Para comenzar la discusión, describiremos un pulso ideal. Debemos tener en cuenta que, en la práctica, los pulsos se distorsionan por diversos factores, pero las definiciones que aquí daremos son aún válidas para el caso real. Un pulso rectangular de voltaje (o corriente) ideal tiene la forma que mostramos en la figura 10.2.

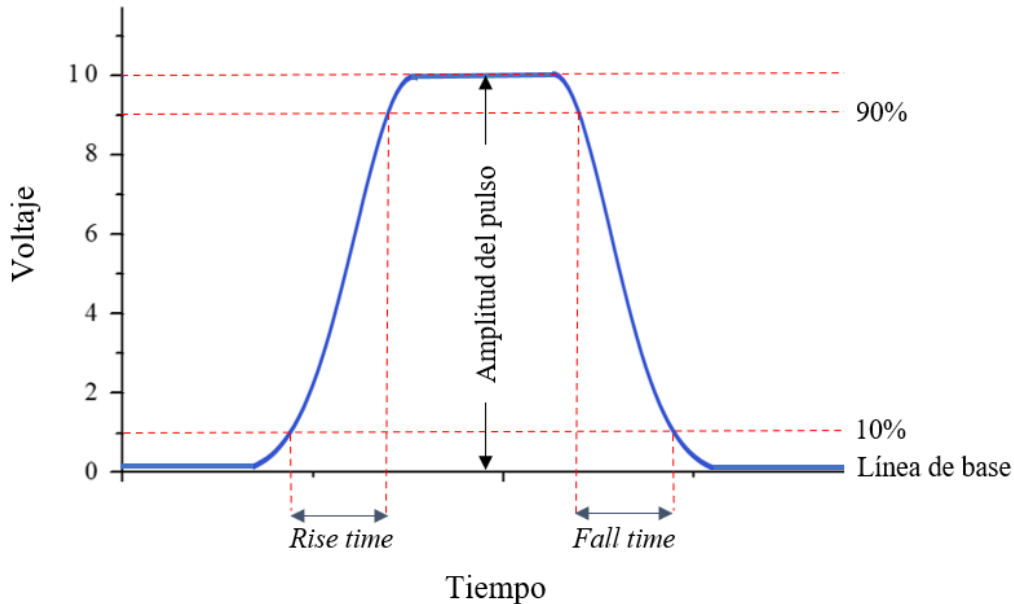


Figura 10.2. Pulso de voltaje rectangular ideal.

La línea de base se define como el nivel de voltaje (o corriente) al cual el pulso decae. Si bien el valor de la línea de base es generalmente cero, es posible que tome otro valor por fluctuaciones en el conteo, suma de pulsos o distorsiones que se presentan en el sistema de conformación del pulso. La amplitud del pulso es su altura desde la línea de base hasta su máximo, mientras que el ancho de la señal a la mitad de la amplitud es la *duración temporal* del pulso. En la electrónica asociada a la detección de radiación γ el ancho del pulso puede variar desde los μ s hasta fracciones de ns.

Se denomina borde frontal al flanco de la señal que arriba primero en tiempo y borde trasero al que está retrasado en tiempo. El *rise time* (tiempo de crecimiento) es el tiempo que le toma al pulso crecer desde el 10% al 90% de su amplitud. Este tiempo es crucial ya que determina la respuesta temporal del sistema detector y es esencial en aplicaciones temporales. El *fall time* (tiempo de caída) es el tiempo que le toma a la señal caer desde el 90% al 10% de su amplitud y determina la tasa de eventos que puede aceptar un sistema detector. Para que un pulso no interfiera con otro, lo cual distorsionaría la altura del pulso y por lo tanto la información que contiene, el *fall time* debe ser lo más corto posible. En el caso de sistemas en los cuales el *fall time* es grande la tasa de conteo debe ser lo suficientemente baja para evitar la superposición de pulsos. Para un dado pulso, el *rise time* y el *fall time* no son necesariamente iguales.

En base al *rise time* podemos definir dos tipos de señales, las señales rápidas y las lentas. Las señales rápidas tienen un *rise time* de unos pocos nanosegundos o menos, mientras que las señales lentas presentan un *rise time* del orden de los cientos de ns o más. Dado que un corto *rise time* permite determinar con precisión el momento en que una radiación ionizante fue

detectada, los pulsos rápidos son muy importantes para aplicaciones temporales o situaciones de altos contajes. Es por esto que, durante el procesamiento del pulso, se debe tratar de preservar el corto *rise time*. Para esto, se debe tener en cuenta que los pulsos rápidos son fácilmente afectados por las inductancias, capacitancias y resistencias de los circuitos, cables y las distorsiones debidas a las reflexiones en los interconectores. Por el contrario, los pulsos lentos son generalmente menos susceptibles al ruido y ofrecen mejor información sobre altura de pulsos para estudios espectroscópicos. En ciertas aplicaciones puede llegar a ser necesaria la utilización de ambos tipos de señales.

Otra forma de clasificar las señales es a partir de la polaridad. Se denomina pulso unipolar a aquel que tiene un único lóbulo enteramente por encima (o por debajo) de la línea de base. El pulso bipolar cruza la línea de base y forma un segundo lóbulo de polaridad opuesta al primero. El pulso bipolar es la derivada del unipolar. Los pulsos unipolares y bipolares se muestran en la figura 18.

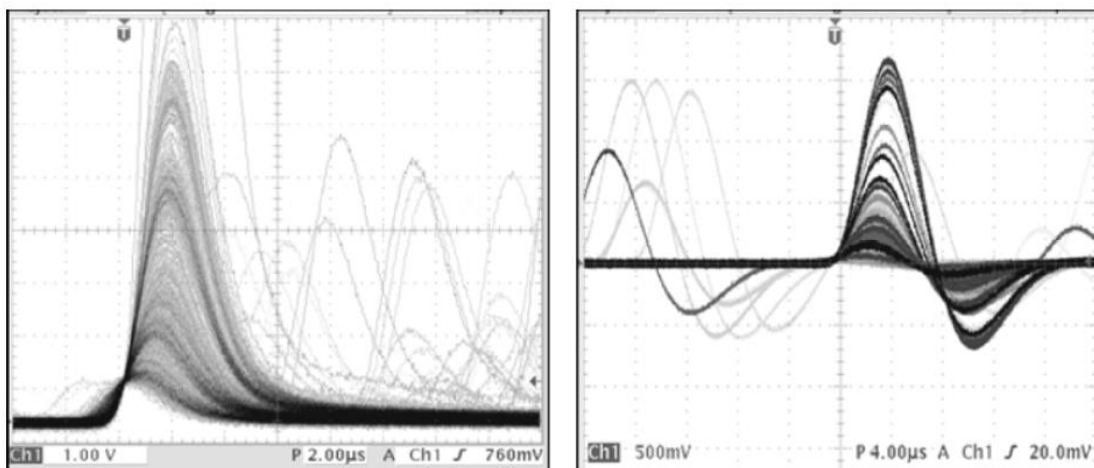


Figura 10.3. Pulsos unipolares (izquierda) y bipolares (derecha).

En el procesamiento de señales es importante distinguir entre pulsos lineales (o analógicos) y pulsos lógicos (o digitales). El pulso lineal lleva información en alguna de sus características (por ejemplo, su amplitud o forma). Una secuencia de pulsos lineales puede diferir entonces ampliamente en su forma o amplitud. En cambio, el pulso lógico es una señal de amplitud y forma constante e independiente del evento que dio origen a la señal y lleva información sólo en su presencia (o ausencia), es un 0 o un 1. En cierto modo, las señales lógicas llevan menos información que las lineales. Sin embargo, las señales lógicas son menos afectadas por las distorsiones y el ruido introducido por el sistema analizador y en general, todas las cadenas de detección y análisis comienzan a partir de un pulso lineal que en algún punto del procesamiento es convertido, de acuerdo a algún criterio predeterminado, en un pulso lógico. Ejemplos de pulsos lineales son los mostrados en la figura 10.3. Un pulso lógico se muestra en la figura 10.4.

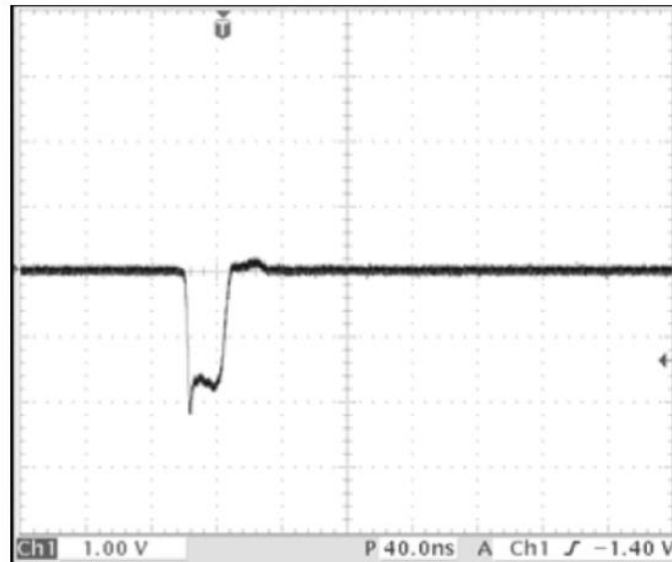


Figura 10.4. Pulso lógico. Este tipo de pulsos tiene una forma, amplitud y ancho constante, independientemente del evento que le dio origen.

Dispositivos electrónicos

Como vimos en los capítulos 8 y 9, la carga producida por una radiación ionizante en el volumen sensible del detector es generalmente muy pequeña, por lo cual, previo al procesamiento de la señal de salida del detector es necesaria una primera etapa de conformación de los pulsos y amplificación. Los dispositivos electrónicos que realizan esta conformación y amplificación de los pulsos son el preamplificador y el amplificador.

Recordemos que la salida del tubo fotomultiplicador es un pulso de voltaje cuya amplitud es proporcional a la energía de la radiación ionizante que incide sobre el material detector. Todos los detectores modernos requieren de una diferencia de potencial para operar, que puede variar desde unos pocos V hasta varios kV. En los detectores centelladores, esta diferencia de potencial se aplica a los dinodos para coleccionar, enfocar y amplificar el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo. En los detectores de ionización y los semiconductores esta diferencia de potencial se emplea para coleccionar las cargas generadas en los procesos de ionización producidos por la radiación ionizante en el material detector. En todos los casos, la señal de salida depende de la diferencia de potencial aplicada.

Centrémonos en los detectores centelladores, y más particularmente en el tubo fotomultiplicador. Este dispositivo tiene dos salidas. Una se toma de un dinodo intermedio de la cadena de amplificación. La segunda salida corresponde al último dinodo, el ánodo. Por lo tanto, el pulso eléctrico de dinodo tiene una amplitud menor al del ánodo. Los pulsos de las dos salidas del tubo fotomultiplicador tienen la forma que mostramos en la figura 10.5. Como podemos ver, además de mayor amplitud (notar el cambio de escala), el pulso de ánodo es negativo y tiene menor duración que la de dinodo (μs para el pulso de dinodo, ns el de ánodo).

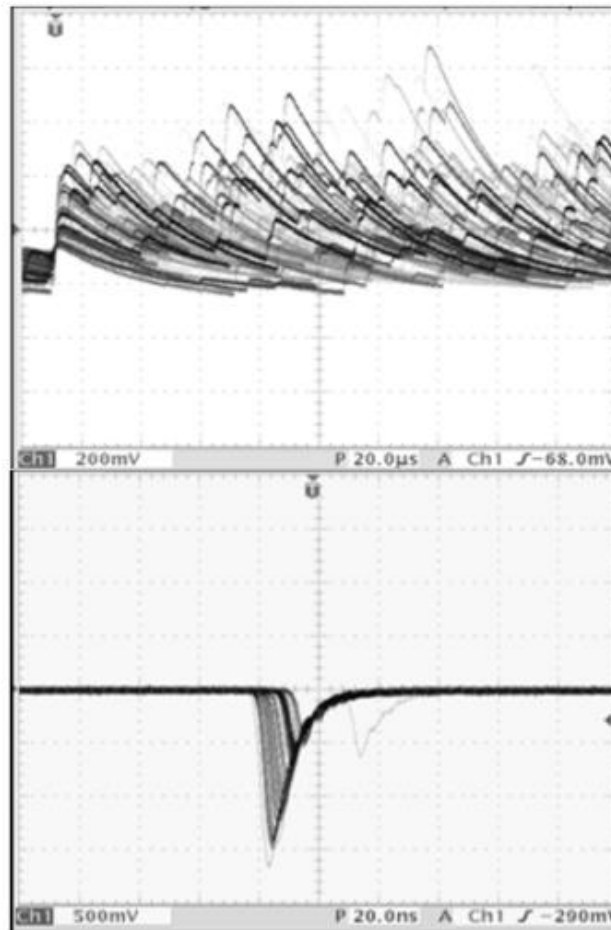


Figura 10.5. Pulsos (analógicos) de salida del fotomultiplicador. Arriba, salida de dinodo. Abajo, salida de ánodo. Notar los cambios en la polaridad, amplitud y duración de los pulsos.

En general, los pulsos de salida del tubo fotomultiplicador, sobre todo el de dinodo, tiene una amplitud relativamente pequeña. Peor aún, la mayoría de los detectores tienen una alta resistencia interna al flujo de corriente eléctrica (impedancia de salida alta). Por lo tanto, en el manejo de señales electrónicas es importante que las impedancias de los componentes sucesivos sean compatibles entre sí. De lo contrario, interferencias electrónicas distorsionan el pulso, que hasta puede perderse, degradando la eficiencia del sistema detector. Para evitar este problema, la señal de salida del fototubo es tomada por un preamplificador, que tiene tres funciones básicas:

- Dar forma (conformar) al pulso para un procesamiento óptimo de la señal por los componentes posteriores de la rama analizadora.
- Adaptar impedancias para que la del detector coincida con la de los componentes posteriores del sistema.
- Amplificar, si es necesario, las señales relativamente pequeñas producidas por el detector (más correctamente, por el tubo fotomultiplicador).

El preamplificador debe realizar estas tareas sin agregar ruido o distorsiones a la señal. (o agregar la menor cantidad posible de ruido o distorsiones)

En el caso de la de salida de ánodo, la cadena completa de dinodos ya produce una considerable amplificación, por lo cual el pulso de salida es más fácil de manipular, por lo cual la función del preamplificador es menos trascendente y el factor de amplificación (ganancia) es poco mayor a 1, muy pequeña frente a la del fotomultiplicador (10^6 - 10^7) y, como veremos, que la del amplificador.

En el caso de los detectores semiconductores, las señales eléctricas de salida del detector son más débiles, por lo cual son necesarios niveles relativamente altos de ganancia del preamplificador (en el rango 10^3 - 10^4). Es fundamental que además se conserve la relación lineal entre el pulso de entrada y salida, de forma tal que la amplitud del pulso que produce el preamplificador siga siendo proporcional a la energía de la radiación incidente sobre el detector.

En todos los casos, a fin de maximizar la relación señal/ruido el preamplificador debe estar lo más cerca posible del detector, de forma tal de minimizar la longitud del cable conector. De esta manera se reduce la influencia de los campos externos y la capacitancia del cable, la cual afecta negativamente la relación señal/ruido. En los detectores de HPGe, el preamplificador está acoplado al cristal detector, mientras que en los centelladores es un módulo separado.

A partir de la breve descripción que hemos hecho de las funciones del amplificador, es claro que no es un problema trivial diseñar un preamplificador que proporcione buenos niveles de ganancia sin introducir ruido ni inestabilidades externas. La mayor parte de la oferta moderna de preamplificadores emplean transistores de efecto de campo, que proporcionan muy bajo nivel de ruido y estabilidad con la temperatura.

En la figura 10.6 mostramos los pulsos de salida del preamplificador. Los mismos se caracterizan por un rápido crecimiento seguido de una larga cola exponencial con una duración del orden de la centena de μ s.

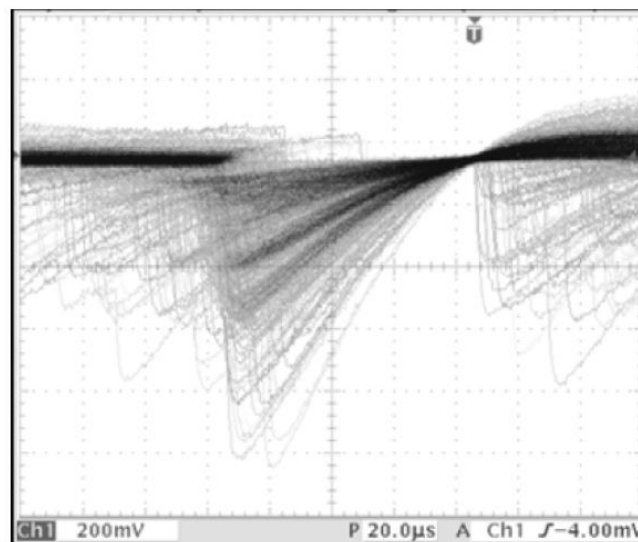


Figura 10.6. Pulsos de salida (analógicos) del preamplificador.

La salida del preamplificador se trasmite al amplificador. Como el pulso ya está conformado y las impedancias ajustadas, la longitud del cable que une al preamplificador con el amplificador no es un problema. El amplificador provee dos funciones primarias: amplificar los pulsos del preamplificador y conformarlo. En ambos casos, el amplificador debe preservar la información

de interés, es decir, si se requiere información en energías debe haber una estricta proporcionalidad entre las amplitudes de los pulsos de entrada y salida (amplificador lineal). Si se requiere información temporal, el amplificador debe tener una respuesta rápida.

La ganancia del amplificador se ajusta mediante una combinación de ajustes gruesos y finos de 1 a 100. Una relación conveniente es un pulso de salida del amplificador de amplitud del orden de 10 V por cada MeV depositado en el detector por la radiación ionizante incidente.

La conformación del lento pulso de salida del preamplificador se realiza para dar un pulso de salida de corta duración y evitar así el problema de apilamiento de pulsos a altas tasas de conteo, mejorando la relación señal-ruido. Discutamos brevemente este punto. Los pulsos de salida del preamplificador tienen una constante de tiempo (tiempo para que la amplitud del pulso caiga la línea de base) que puede ser tan larga como 500 μs . Si se produce un segundo pulso en una ventana de 500 μs luego de la llegada de evento que dio origen a este pulso, este segundo pulso se monta en la cola del anterior, dando lugar a una amplitud que no se corresponde con la energía de la radiación ionizante incidente (ver figura 10.7, parte superior). Por esto, el sistema no debería ser operado a tasas de conteo superiores a $1/500 \mu\text{s}$, es decir, unos pocos cientos de eventos por segundo para no introducir este tipo de distorsión en la amplitud de los pulsos.

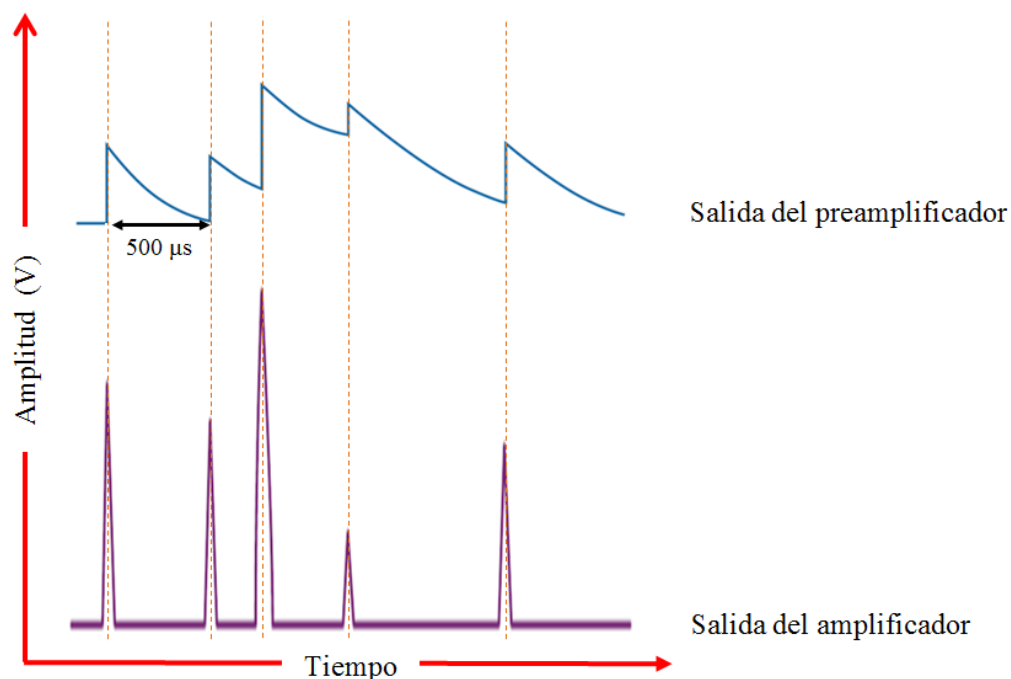


Figura 10.7. Secuencia de pulsos lentos de salida del preamplificador (arriba) de 500 μs . Pulsos con separaciones temporales menores a 500 μs se montan sobre la cola del pulso anterior, dando lugar a una altura de pulso distorsionada. Abajo, pulsos de salida del amplificador. Los pulsos son conformados para tener menor duración y evitar la superposición de pulsos. La conformación y la amplificación deben respetar el *rise time* de los pulsos y la relación lineal entre las amplitudes de los pulsos de entrada y salida.

El circuito de conformación y amplificación de pulsos del amplificador debe entonces proporcionar una salida formada por pulsos de corta duración, estrechos, respetando el *rise time* de los pulsos del preamplificador y la relación lineal entre las amplitudes de los pulsos de entrada

y salida, de forma tal que se conserve la información sobre el momento de detección del evento y la amplitud del pulso de salida siga siendo proporcional a la energía depositada por la radiación ionizante en el material detector. En otras palabras, la conformación y amplificación no debe distorsionar la información que contiene el pulso proveniente del preamplificador, aun cuando los pulsos de salida del preamplificador se superpongan. Los pulsos conformados de salida del amplificador lineal se muestran en la figura 10.7, parte inferior. Si bien en esta figura asumimos un pulso positivo, los amplificadores lineales tienen dos tipos de salida, unipolar y bipolar, que ya hemos presentado en la figura 10.3. Notar en dicha figura el cambio de escala en la amplitud de voltaje y el ancho de los pulsos con respecto a los pulsos de salida del preamplificador (figura 10.3 y 10.6).

La ganancia del amplificador no se puede aumentar más allá de un cierto límite. Si el producto de la amplitud de entrada por la ganancia supera la máxima salida del amplificador, este *satura*. El resultado es un pulso de salida distorsionado, aplanado a la amplitud a la cual se produce la saturación, y que por lo tanto contienen información distorsionada. Se debe tener especial cuidado en evitar amplificar aquellos pulsos cercanos al nivel de saturación. Esto se logra estudiando cuidadosamente los parámetros de operación del sistema detector (voltaje, ganancia del preamplificador y del amplificador) antes de comenzar la o las medidas, para asegurarnos que el sistema detector conserva una estricta linealidad entre la energía depositada por la radiación ionizante incidente y la amplitud del pulso de salida del amplificador. Veremos esto con más detalle en el próximo capítulo, cuando discutamos medidas experimentales. Mostramos en forma esquemática como ocurre el efecto de saturación y distorsión en la figura 10.8. Podemos notar como la amplitud del pulso crece linealmente con la ganancia, hasta que alcanzamos un límite a partir del cual la amplitud no aumenta, aunque se incremente la ganancia. Mostramos también como se refleja este efecto de saturación de la ganancia en la forma del pulso de salida del amplificador. En este pulso distorsionado se pierde la información sobre la energía depositada en el material detector por la radiación incidente.

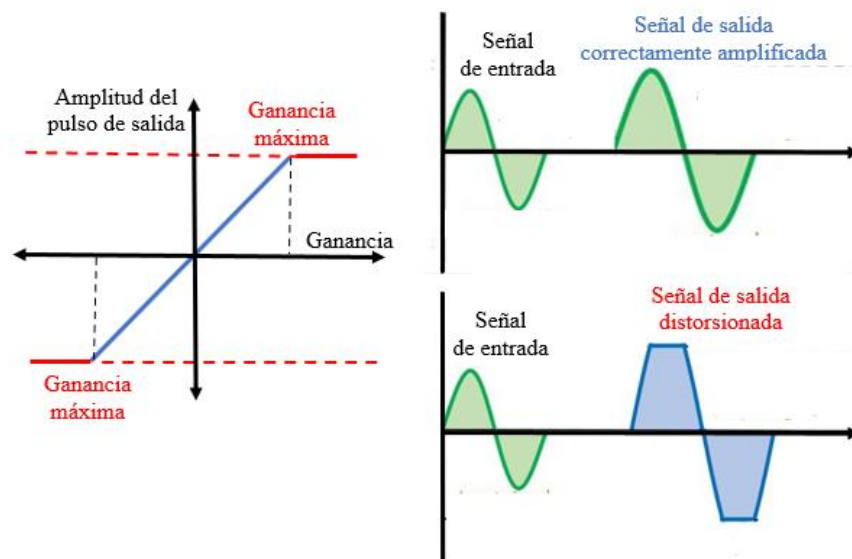


Figura 10.8. Amplificación de pulsos. En la figura izquierda se muestra la relación (lineal) entre amplitud del pulso de salida y ganancia del amplificador hasta el punto de saturación. En la figura

de la derecha se presenta un pulso correctamente amplificado (arriba) y el efecto de superar la ganancia máxima (abajo).

Por completitud, mencionaremos un tipo diferente de amplificador, el *amplificador biasado*. El propósito de éste es amplificar sólo una cierta porción de una señal lineal. Es particularmente útil cuando se requiere expandir una región del espectro de pulsos para un análisis en detalle de dicha región. El *amplificador biasado* posee un nivel de corte variable. Todos los pulsos por debajo de este nivel son descartados, mientras que a los pulsos que se encuentran por encima de este valor le resta el nivel de corte. Por lo tanto, sólo los pulsos que exceden el nivel de corte son aceptados y el exceso es luego amplificado. Un diagrama esquemático de cómo funciona un *amplificador biasado* se muestra en la figura 10.9.

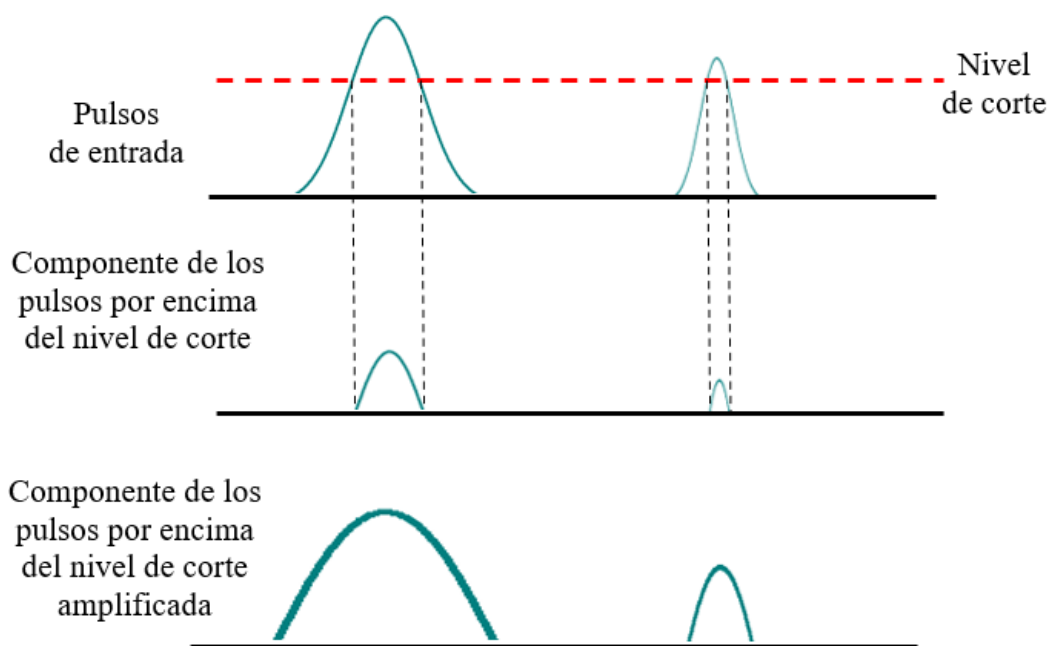


Figura 10.9. Esquema de funcionamiento de un *amplificador biasado*.

Cuando se utiliza un detector sensible a la energía (por ejemplo, la cámara de ionización, un centellador como ser NaI(Tl) o un detector semiconductor), la amplitud del pulso de voltaje de salida del amplificador es proporcional a la cantidad de energía depositada en el detector por la radiación incidente. Analizando las amplitudes de los pulsos de salida del amplificador es posible determinar la energía de cada una de las radiaciones ionizante incidentes. El análisis selectivo de pulsos dentro de un cierto rango de amplitud permite además restringir el conteo a un rango de energía determinado, desechando el fondo u otras energías fuera del rango de energía de interés. Pero para esto necesitamos un dispositivo que sea capaz de analizar la altura de cada uno de los pulsos de salida del amplificador en forma individual. El dispositivo capaz de seleccionar los pulsos con energías correspondientes al rango de interés y almacenar la información sobre cuantos de esos pulsos se registran durante el tiempo de medida se denomina *analizador de altura de pulsos* (PHA, por las siglas en inglés, *pulse height analyzer*). Un PHA que selecciona sólo aquellos pulsos de salida del amplificador que corresponden a un único intervalo

de voltaje es el *analizador monocanal*, SCA, *single channel analyzer*. Un dispositivo que es capaz de analizar simultáneamente muchos intervalos de voltajes diferentes se llama *analizador multicanal* (MCA, *multichannel analyzer*).

El SCA se usa para seleccionar y contar sólo los pulsos del amplificador que caen dentro de un rango de amplitud de voltaje seleccionado. Dado que la amplitud del voltaje es proporcional a la energía de radiación depositada en el detector, este procedimiento es equivalente a seleccionar un rango de energía para el conteo. Los amplificadores modernos producen pulsos de salida con amplitudes en el rango 0-10 V. Por lo tanto, la selección de un dado voltaje por los SCA también está en el rango 0-10 V. Un SCA tiene tres componentes básicos:

- Un nivel inferior de discriminación (LLD, *lower level discriminator*),
- Un nivel superior de discriminación (ULD, *upper level discriminator*),
- Un circuito de anticoincidencias

El LLD establece una amplitud de voltaje mínima V_{min} (equivalente a una energía mínima E_{min} de la radiación incidente). El ULD establece un voltaje máximo $V_{min}+\Delta V$ (equivalente a una energía $E_{min}+\Delta E$), siendo ΔV (ΔE) el rango, el ancho de la ventana de selección de pulsos (ver figura 10.10). Los niveles LLD y ULD se seleccionan en función del estudio a realizar.

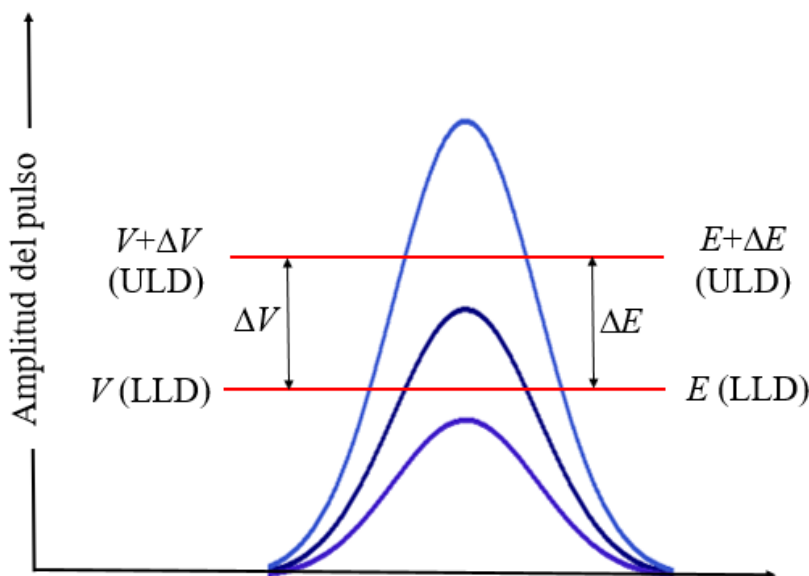


Figura 10.10. Niveles LLD y ULD de voltaje en un analizador monocanal (SCA). Dado que la amplitud del voltaje es proporcional a la energía depositada por la radiación incidente, estos niveles establecen un rango de energías (E a $E+\Delta E$). Sólo los pulsos con energías entre E y $E+\Delta E$ serán registrados por el sistema.

El LLD y el ULD establecen niveles de voltaje en circuitos llamados *comparadores*. Estos circuitos comparan la amplitud del pulso de entrada con el LLD y el ULD y producen una salida lógica sólo cuando se exceden estos voltajes. Los pulsos lógicos de los dos comparadores son enviados a un circuito llamado de *anticoincidencia*, el cual produce un pulso lógico de salida cuando el pulso del LLD está presente y no está presente el pulso del ULD. Notemos que si no

hay pulso del LLD, es porque el pulso de entrada tiene una amplitud que no alcanza el nivel inferior de discriminación, y por lo tanto no está en la ventana seleccionada. Si tenemos un pulso del ULD, quiere decir que el pulso de entrada tiene una amplitud que supera el nivel de discriminación superior. Por lo tanto, este pulso de entrada tampoco está en la ventana seleccionada. Si tenemos un pulso LLD y no un pulso ULD, quiere decir que el pulso de entrada superó el nivel inferior de discriminación, pero no el superior, por lo cual está dentro de la ventana seleccionada. Por lo tanto, sólo los pulsos de entrada con amplitudes entre V y $V+\Delta V$ generan pulsos de salida del SCA, como mostramos en la figura 10.11.

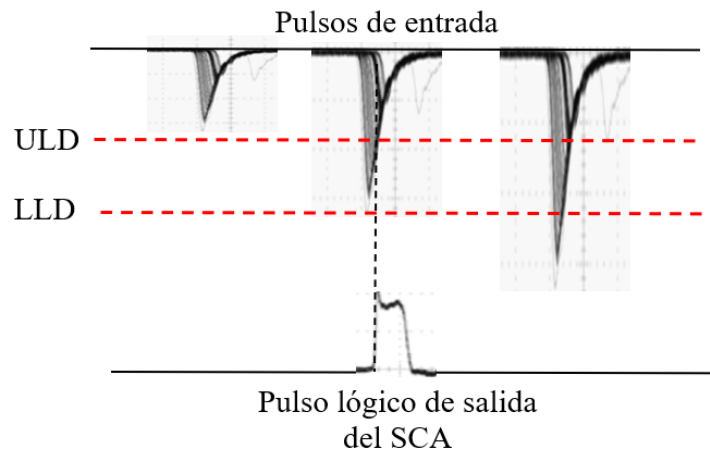


Figura 10.11. Funcionamiento básico de un analizador monocanal (SCA). Sólo pulsos de entrada con amplitudes entre los niveles inferior y superior de voltaje (ULD y LLD) generan un pulso lógico de salida.

Notemos que el pulso que ingresa al SCA es un pulso lineal y el pulso de salida es un pulso lógico. Como dijimos antes, en general en todo circuito analizador se comienza con un pulso lineal que en algún punto es convertido, en base a algún criterio predeterminado, en uno lógico. En este caso, este punto es el SCA y el criterio es: el SCA da un pulso lógico de salida (típicamente 1 V de amplitud, 1 μ s de duración) sólo cuando ingresa un pulso lineal con amplitud entre V y $V+\Delta V$. La amplitud de este pulso lógico no contiene información sobre la radiación incidente, porque esta información ya ha sido extraída por el SCA. El pulso lógico sólo nos informa que ha llegado una radiación ionizante con la energía de interés. Finalmente, los pulsos de salida lógicos del SCA alimentan los circuitos contadores.

El proceso de conformación y análisis de pulsos desde el momento en que incide la radiación γ sobre el detector hasta que el pulso lógico es registrado se ilustra en la figura 10.12.

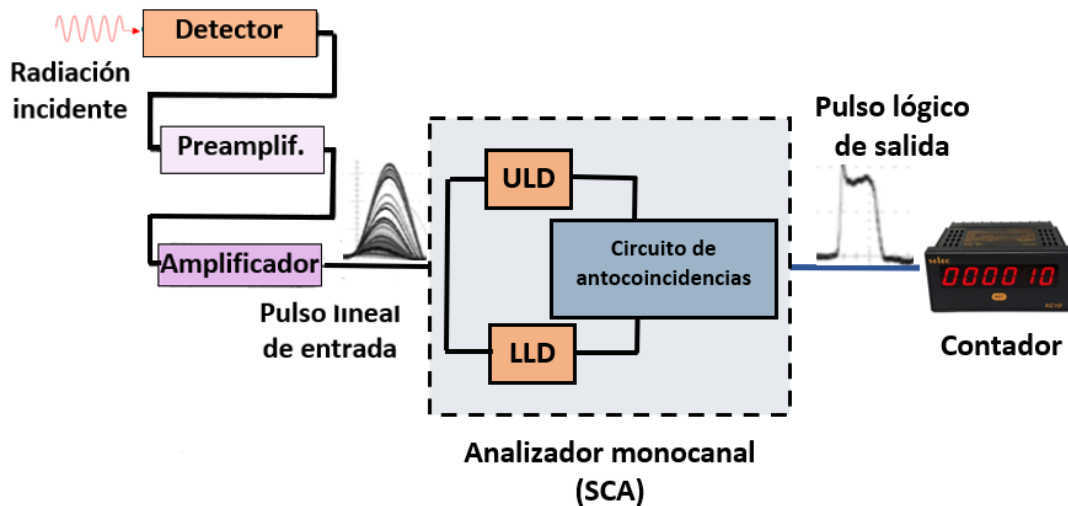


Figura 10.12. Componentes electrónicos de un sistema detector de radiación γ con un SCA. El sistema da un pulso de salida lógico cuando un pulso lineal cuya amplitud está comprendida entre los valores establecidos para el LLD y el ULD. El contador registra el número de pulsos lógicos generados.

Un SCA tiene tres modos de operación:

- Modo normal: En este modo, los niveles superiores e inferiores pueden ajustarse independientemente uno de otro. La posición del nivel superior no se ve afectada por la del inferior. Debe tenerse cuidado en no ubicar el nivel inferior por encima del superior.
- Modo ventana: Una vez elegido el nivel inferior, con el superior se establece el ancho de la ventana. Si se mueve el nivel inferior, el superior se mueve solidario con este, manteniendo el ancho de la ventana. Esta opción es muy útil si se pretende hacer estudios en función de la posición de la ventana sin cambiar su ancho.
- Modo integral: El nivel superior no existe. En este caso el SCA se emplea para eliminar o reducir el ruido electrónico. Un SCA que opera en este modo se denomina *discriminador*.

Hasta aquí hemos visto como contar cuantos pulsos de una energía determinada son detectados. Esta es una aplicación muy común. Un ejemplo podría ser detectar los rayos γ de 511 keV provenientes de procesos de aniquilación e^-e^+ . Este es el caso de la tomografía de aniquilación de positrones, PET [Cherry]. Muchas otras aplicaciones médicas también requieren la detección de una única energía [Cherry]. Otro ejemplo es el estudio de la emisión de radiación γ de 662 keV por muestras ambientales para determinar si está contaminada con el radionucleido antropogénico ^{137}Cs . Otras aplicaciones requieren el estudio simultáneo de eventos asociados a ventanas de voltaje (o energía) múltiples. Por ejemplo, algunos dispositivos de imágenes médicas están compuestos por dos o tres SCA's independientes para registrar simultáneamente los múltiples rayos γ emitidos por nucleidos tales como el ^{67}Ga (ver esquema de decaimiento en la figura 10.13). Para detectar simultáneamente un número reducido de energías bien conocidas este enfoque es muy conveniente. Pero no es satisfactorio cuando se requieren decenas o incluso miles de ventanas diferentes. El ejemplo obvio es la espectroscopía γ , donde se registran todos los rayos γ en un rango continuo de 0 a 2 MeV. En este caso se necesitarían cientos o miles de SCA's, lo que implica ajustar y mantener la estabilidad de las

múltiples ventanas, lo cual es tedioso y complicado. Además, los analizadores SCA son costosos. Una alternativa es usar un único SCA, medir en una ventana de ancho ΔE y luego cambiar su posición en energía hasta cubrir el rango completo de energías. Este procedimiento, además de también ser tedioso y complicado, requiere un tiempo muy largo de medida. La solución para estos casos es el analizador multicanal (MCA).

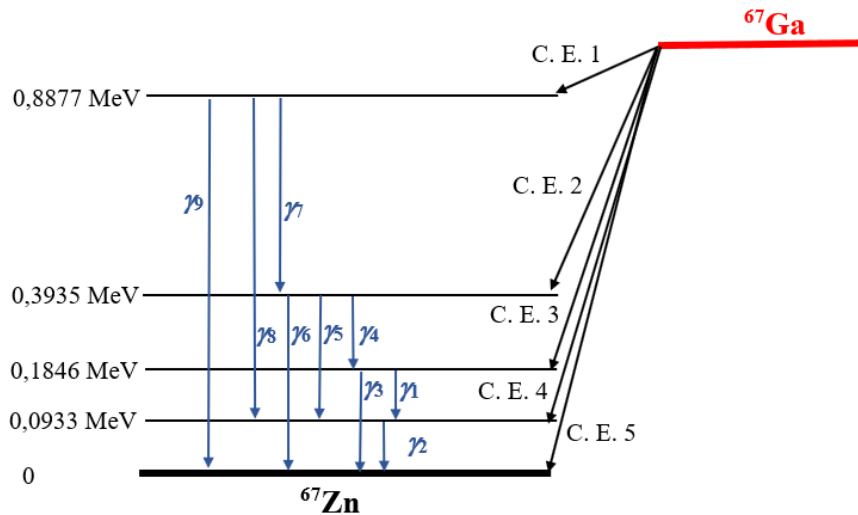


Figura 10.13. Esquema de decaimiento del ^{67}Ga . Para registrar simultáneamente todos los rayos γ emitidos por este radioisótopo se requerirían nueve SCA's.

El MCA clasifica los pulsos de entrada en función de su amplitud, generando un número proporcional a la misma. Esta información es guardada en un acumulador multicanal, en forma de histograma, que constituye la salida del sistema y puede visualizarse en forma de espectro mediante algún otro equipamiento externo (figura 10.14). El corazón del MCA es el *convertidor analógico a digital (analogic to digital converter, ADC)*, que mide la amplitud de cada pulso entrante y los discrimina y almacena en función de su amplitud. El rango (continuo) de amplitud de los pulsos de salida del amplificador es, en general, 0-10 V. El ADC divide este rango continuo en un número finito de intervalos discretos que se denominan *canales*. A modo de ejemplo, supongamos que el ADC de un cierto analizador tiene 100 canales. Entonces el ADC divide el rango de amplitudes de 10 V en 100 canales, cada uno de $10\text{ V}/100 = 0,01\text{ V}$. A los pulsos cuya altura va de 0 a 0,01 V le asigna el canal 1, a los pulsos en el rango 0,01-0,02V el canal 2 y así sucesivamente. En este esquema, hay dos parámetros importantes que deben tenerse en cuenta para el procesamiento: la altura máxima de los pulsos admisibles (como ya dijimos generalmente 10 V) y el número total de canales, que viene dado por 2^N . N se denomina bit y puede ir desde 0 (un único canal de memoria, básicamente un SCA) hasta 16 (65.536 canales) en los sistemas más complejos. De esta forma, un convertidor de 8 bits puede determinar la amplitud con una precisión de una parte en 256 y uno de 10 bits, una parte en 1024, y así sucesivamente. Es claro que, a mayor número de bits, mayor precisión, pero el proceso de conversión digital requiere tiempo. A mayor número de bits (canales) más tiempo de procesamiento. Con N también aumenta el espacio de almacenamiento de datos. La mayoría de los estudios en Medicina Nuclear y espectroscopía γ aplicada a estudios medioambientales se pueden realizar con

convertidores de 8 bits, aunque convertidores de 10 y de 12 bits también se utilizan para situaciones en la que la precisión es esencial (ejemplo: espectroscopia de altura de pulsos con alta resolución en energía mediante detectores semiconductores). Notemos que el ADC convierte una señal analógica (V , amplitud de cada pulso, un número esencialmente continuo de posibles valores) en uno digital (número de canal), que tiene un número discreto de valores enteros.

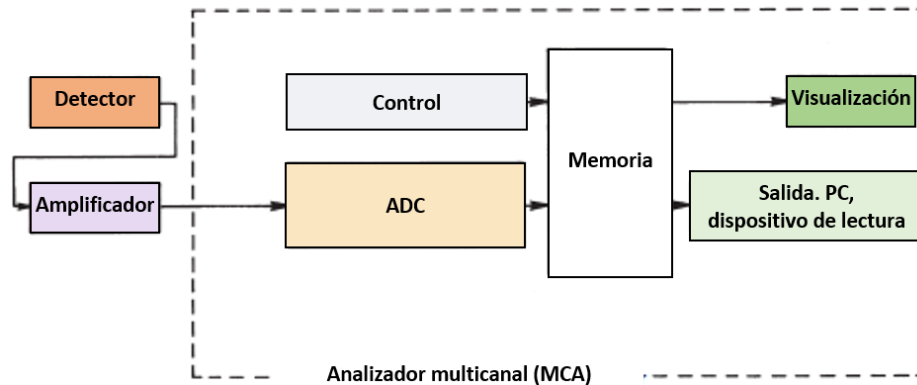


Figura 10.14. Componentes de un analizador multicanal (MCA). El conversor analógico digital clasifica los pulsos lógicos de entrada, asignándoles un canal i según la amplitud V_i del pulso de entrada. Cada canal i está asociado a una memoria en la cual se almacena el número de eventos con amplitud V_i .

Cada canal del MCA tiene asociada una ubicación de almacenamiento correspondiente en la memoria del MCA. La memoria del MCA cuenta y almacena el número de pulsos registrados en cada canal. El número de memorias de almacenamiento disponibles determina entonces el número de canales de MCA. De este modo, el ADC le asigna a cada pulso de altura V un canal i que está asociado a una memoria en la cual se almacena un número entero n_i de eventos que constituyen el contenido del canal. Cada vez que un evento es detectado y asociado al canal i , el contenido n_i se incrementa en una unidad. El MCA permite entonces determinar el espectro de altura de pulsos (cuentas por canal versus número de canal). Como el número de canal es proporcional a la altura del pulso, y este a la energía depositada por la radiación γ incidente en el detector, el número de canal es proporcional a la energía incidente sobre el detector. Resta ahora asociar a cada canal la energía correspondiente. Esta correspondencia canal-energía depende de las condiciones del equipo (fundamentalmente, diferencia de potencial aplicada, ganancia del preamplificador y del amplificador) y se realiza mediante la medición de espectros de fuentes radioactivas de energías conocidas, obteniéndose así la curva energía vs canal, la *calibración en energía* que discutiremos en el próximo capítulo.

El ADC tiene que realizar diferentes tareas. Además del proceso de conversión, tiene que incrementar una unidad en la memoria correspondiente, volver a cero el contador de altura de pulsos y preparar el sistema para el análisis del siguiente pulso. Todo esto consume tiempo. Los ADC modernos pueden digitalizar eventos a tasas de 1 millón de cuentas/s. Por lo tanto, el ADC en general no es un factor limitante para las aplicaciones con detectores de NaI(Tl) o

semiconductores. La limitación temporal está dada por la respuesta temporal del material detector que hemos discutido anteriormente.

Un ejemplo de funcionamiento de una unidad ADC y cómo se construye el espectro de altura de pulsos se esquematiza en la figura 10.15 para el caso del radionucleido ^{99m}Tc .

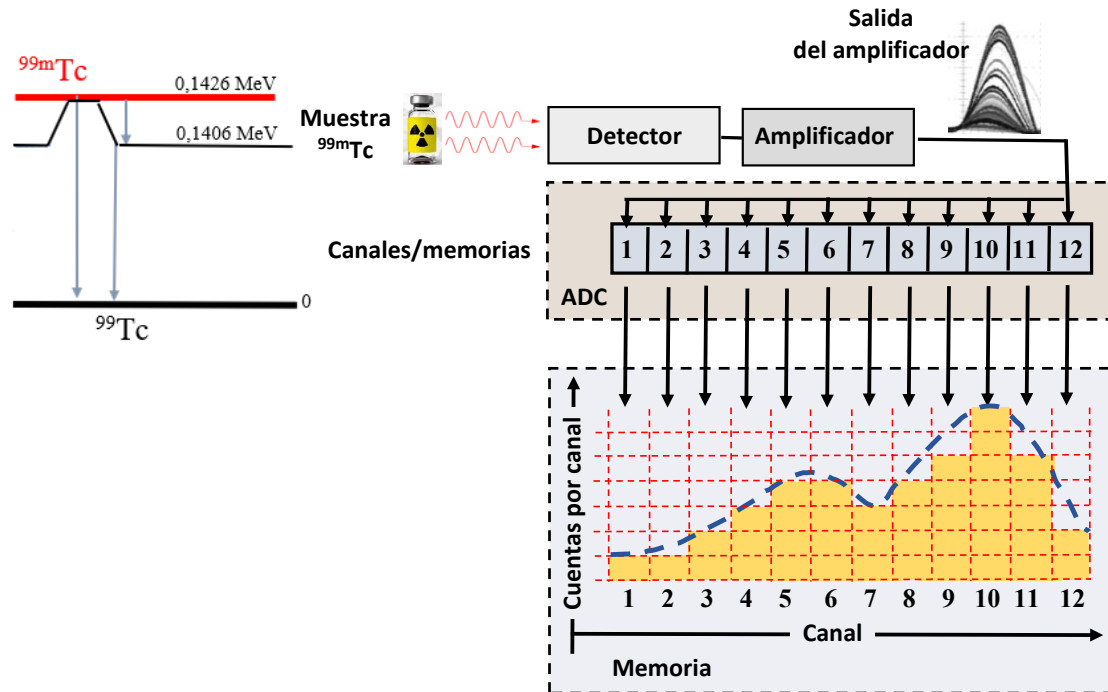


Figura 10.15. Esquema de cómo cada rayo γ emitido por una muestra de ^{99m}Tc que da lugar a un pulso de salida del detector es clasificado según su amplitud para formar el espectro de altura de pulsos.

Nos queda un último punto por discutir ¿Cómo mide el MCA la altura de un pulso? Hay dos mecanismos principales. En el primero de ellos se esquematiza en la figura 10.16. El pulso de entrada contiene una cantidad de carga, la cual se usa para cargar un capacitor, el cual se descarga a través de una resistencia R , tal que la constante de tiempo τ del circuito sea relativamente larga (recordemos que $\tau=R.C$, siendo C la capacitancia del circuito). Al comenzar la descarga se dispara un pulso (que se denomina *gate*) que inicia un reloj que produce pulsos lógicos con una cierta periodicidad y se registran en un circuito de conteo. Cuando el capacitor se descargó el *gate* se cierra, se apaga el reloj y se corta el contaje. De esta forma, el número de pulsos queda determinado por el tiempo de descarga del capacitor, que depende de la carga entregada por el pulso, que a su vez depende de energía depositada en el detector. Determinada la altura del pulso los circuitos de control del MCA incrementan en una cuenta el canal de memoria correspondiente a la altura del pulso, luego borra los circuitos de entrada y prepara el MCA para aceptar el siguiente pulso.

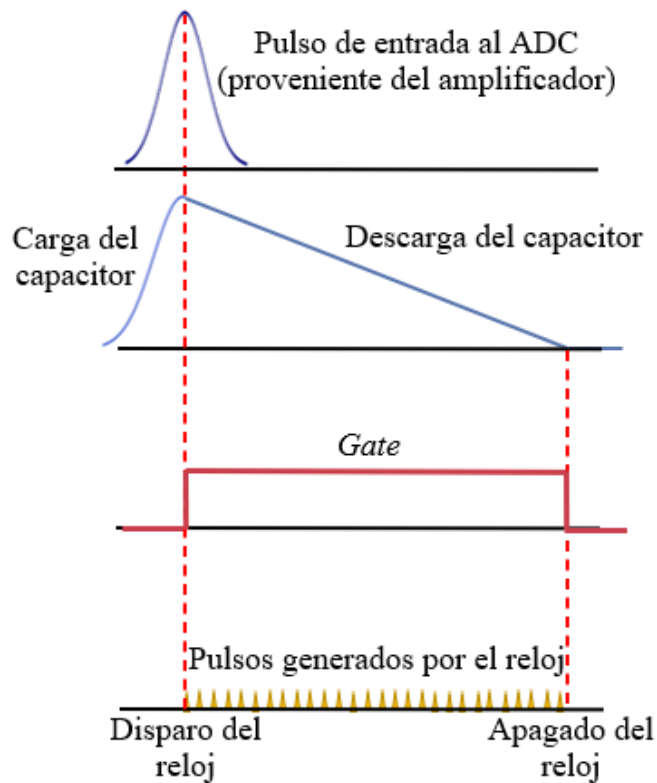


Figura 10.16. Proceso de conversión de un pulso lineal (información contenida en la amplitud del pulso) a lógico (número de canal). El pulso de entrada carga un capacitor y el tiempo de descarga, que es proporcional a la amplitud del pulso, se mide usando un reloj-oscilador.

El segundo método se basa en el llamado *ADC de aproximación sucesiva*. En este caso la digitalización se produce comparando la amplitud del pulso con una secuencia seleccionada de niveles de voltaje. El primer nivel de comparación corresponde a la mitad de la escala máxima. Si la amplitud del pulso es mayor que este nivel, el primer "bit" digital se establece en "1". De lo contrario, se establece en "0". La segunda comparación depende del valor del bit. Si el bit es "1" el voltaje de comparación se aumenta al 75% de la escala máxima. Si es "0" se disminuye al 25% de la escala. La comparación se repite y el segundo bit digital se registra como "1" o "0", dependiendo si el pulso superó o no este segundo nivel de referencia. Luego de varios pasos, en cada uno de los cuales se aumenta o disminuye el nivel de referencia a la mitad, se obtiene un número formado por ceros y unos que indica la amplitud del pulso.

En ambos métodos, la salida es un número binario entre 0 y 2^N . Este número es luego asociado al canal correspondiente.

Estandarización de los componentes electrónicos. El sistema NIM

A fin de lograr equipos versátiles y que puedan ser usados para diferentes tipos de experimentos se ha establecido una estandarización de los sistemas electrónicos usados en Física Nuclear Experimental. La primera y más simple estandarización establecida es el sistema

modular denominado *NIM* (por las siglas en inglés de *nuclear instruments modules*). En esta estandarización los componentes electrónicos (fuentes de tensión, amplificadores, discriminadores, contadores, SCA's, MCA's, etc.) son construidos en forma de módulos según especificaciones mecánicas y eléctricas estandarizadas. Los módulos se conectan en gabinetes (*bins*) también estandarizados que entregan el voltaje de funcionamiento a los módulos. De esta forma cualquier módulo NIM puede ser conectado en cualquier bin-NIM, independientemente del fabricante. La ventaja de esta estandarización es que cualquier sistema electrónico específico puede ser fácilmente montado a partir de los módulos electrónicos necesarios, instalándolos en un bin-NIM y realizando el cableado adecuado. Después de realizado el experimento, los módulos pueden ser transferidos a otro sistema (incluso de otro laboratorio), ser combinados con otros módulos para otro uso o sencillamente ser almacenados para un uso posterior. Esto hace que el sistema NIM sea enormemente flexible, permitiendo un diseño sencillo, intercambio simple de módulos y un fácil reemplazo de éstos, permitiendo una reducción de los costos y una utilización eficiente de los instrumentos.

Los módulos NIM deben tener un ancho de 3,43 cm y una altura de 22,225 cm y pueden ser construidos en múltiplos del ancho. La alimentación se suministra a los módulos a través de conectores en la parte posterior del módulo bin-NIM, que se conecta a la línea de tensión del laboratorio. Más allá de las restricciones mecánicas y en el voltaje, el diseño individual de los módulos NIM es libre. El bin-NIM estándar está diseñado para que quepan hasta 12 módulos de ancho simple. Los conectores de voltaje deben proveer cuatro voltajes estándar: ± 12 V y ± 24 V. Algunos bin-NIM proveen voltajes de ± 6 V, aunque estos voltajes no son parte del estándar NIM. En la figura 10.17 mostramos algunos módulos NIM (uno de ellos de ancho doble) de frente y la parte trasera de uno para observar los conectores y en la figura 10.18 un bin-NIM vacío, uno con los módulos conectados y un bin-NIM ya cableado. Finalmente, en la figura 10.19 se muestra un detector centellador de NaI(Tl) y su rama analizadora.



Figura 10.17. Módulos electrónicos construidos según la estandarización NIM. Se observan módulos de ancho simple y doble y un módulo visto desde atrás para visualizar los conectores eléctricos.

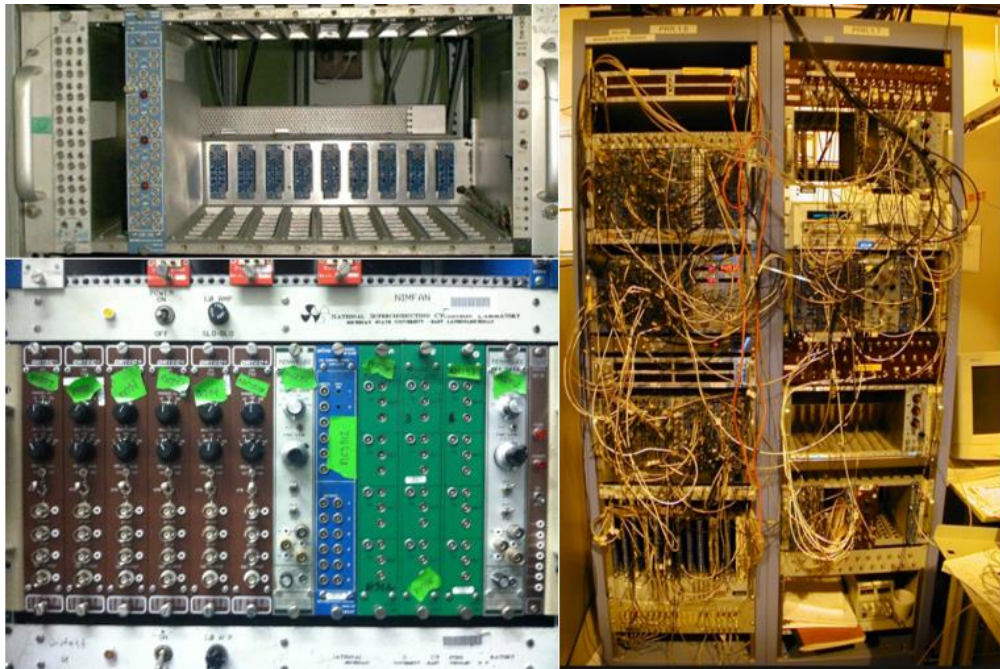


Figura 10.18. Un bin-NIM vacío (arriba la izquierda). Podemos observar los pines de alimentación de los módulos NIM. Abajo a la izquierda un bin-NIM con los módulos ya conectados y a la derecha el sistema ya cableado para llevar a cabo un experimento.

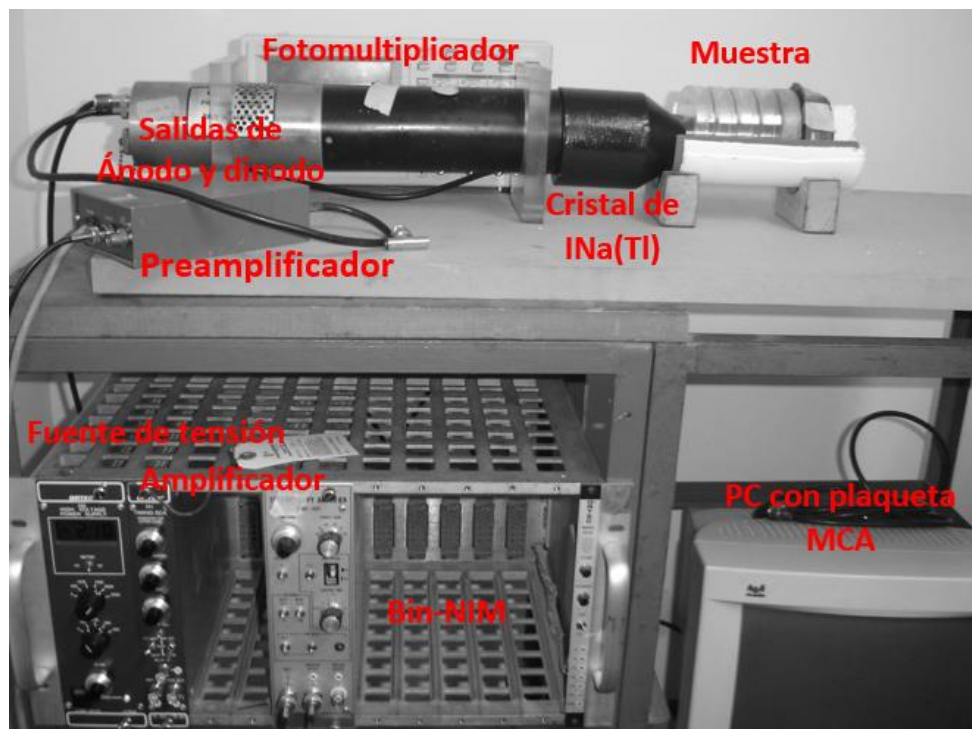


Figura 10.19. Detector centellador de NaI(Tl) y su rama analizadora instalada en un bin-NIM. Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNLP.

Para resumir y concluir, un espectrómetro de altura de pulsos consiste en un detector cuya salida son pulsos de voltaje de amplitud proporcional a la energía depositada en el material detector por la radiación incidente, la fuente de alto tensión, el preamplificador, el amplificador y un analizador de altura de pulsos. Un espectro de altura de pulsos es una gráfica del número de

eventos detectados (cuentas) por canal del ADC. Un ejemplo de una visualización de un espectro de altura de pulsos se muestra en la figura 10.20.

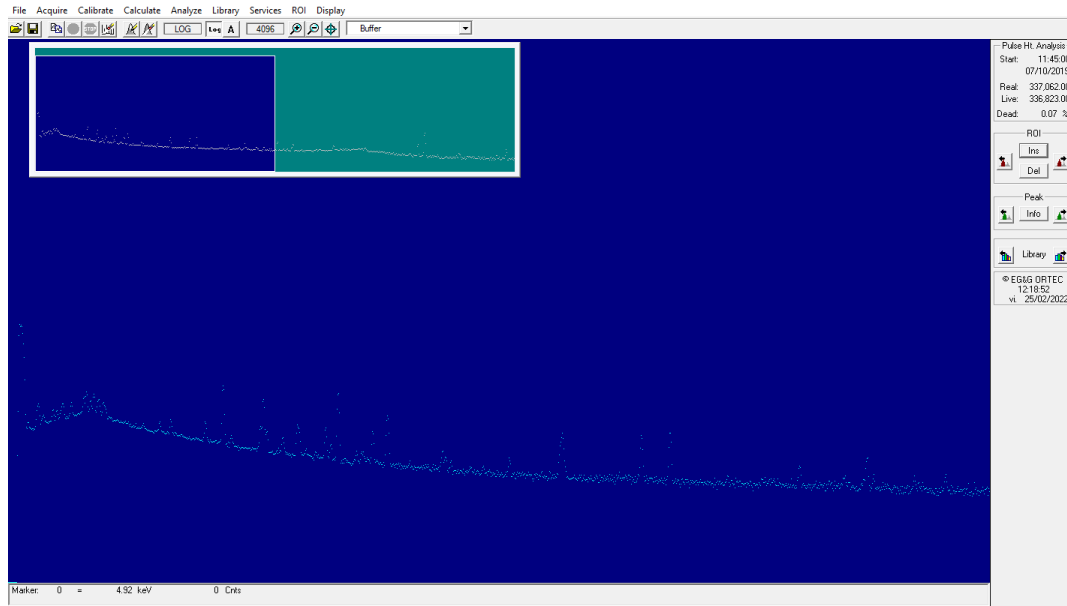


Figura 10.20. Espectro de altura de pulsos tal como se observa a la salida de la rama analizadora.

Referencias

[Cherry] Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). *Physics in Nuclear Medicine*, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.

Lecturas complementarias recomendadas

Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). *Introducción a la radioactividad en el medio ambiente*. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

Evans, R. D. (1972). *The Atomic Nucleus*. New York: McGraw-Hill.

Health, R. L. (1964). *Scintillation Spectrometry: Gamma-Ray Spectrum Catalogue*. New York: United States Atomic Energy Commission, 2nd ed. <https://doi.org/10.2172/4033554>.

Knoll, G. F. (1989). *Radiation detection and measurements*. New York: John Wiley and Sons.

Leo, W. R. (1987). *Techniques for Nuclear and Particle Experiments*. New York: Springer-Verlag.

Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). *Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad*. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

<http://www.ortec-online.com>.

<http://www.canberra.com>

CAPÍTULO 11

Espectroscopía γ de altura de pulsos

La mayoría de los sistemas de medición de radiaciones ionizantes se basan en el análisis de altura de pulsos para determinar las diferentes energías de las radiaciones que inciden sobre el detector y la actividad asociada. Por esto a estas técnicas se las denomina espectroscopia (o espectrometría) de altura de pulsos. Sus aplicaciones son múltiples. Por ejemplo, identificar las energías emitidas por un radionucleido, lo que permite identificarlo y determinar la concentración (actividad) de radionucleidos (desconocidos o alguno en particular) en muestras médicas, ambientales o controles radiológicos en la industria nuclear, o estudiar la radiación ionizante correspondiente al fondo radiológico. Además, la espectroscopia de altura de pulsos es la base de aplicaciones más complejas, como la tomografía de aniquilación de positrones (PET), la cámara gamma o metodologías para obtener imágenes médicas basadas en el uso de radio-marcadores.

El concepto fundamental, como ya discutimos, es que la amplitud de la señal de salida del sistema es proporcional (linealmente) a la energía depositada en el medio detector. La energía se transfiere al volumen sensible del detector por colisiones con electrones atómicos, produciendo ionizaciones y excitaciones. La cantidad total de ionizaciones o excitaciones producidas determina la amplitud del pulso de salida del detector. Ahora bien, la cantidad de energía depositada no necesariamente es igual a la energía de la radiación incidente, ya que parte de esta radiación puede escapar del medio detector (ya discutimos el escape de los fotones dispersados en la interacción Compton, de los rayos X característicos que se generan en el efecto fotoeléctrico y el escape de los rayos γ de aniquilación de positrones). Que toda la energía de la partícula incidente se deposite en el volumen sensible del detector depende principalmente del tipo y energía de la partícula incidente y del tamaño del detector. En el caso de detectores de gran tamaño y alta densidad, la probabilidad de que la energía de la radiación incidente (sean partículas α o β , rayos X o γ) se deposite completamente en el detector es muy alta y la amplitud de la señal de salida es entonces proporcional a la energía de la partícula incidente. Al reducir el tamaño del detector o su densidad, las partículas α o β (que tienen un corto rango en sólidos y líquidos) aún pueden depositar toda su energía en el detector. Pero para el caso de radiación x o γ puede darse una transferencia incompleta de energía al medio detector y la amplitud de la señal de salida no reflejará la energía total de la partícula incidente. Sólo la energía asociada al fotopico (o fotópico) corresponderá a una transferencia total de energía de la radiación incidente al medio detector.

En este capítulo nos centraremos entonces en describir la espectroscopia γ de altura de pulsos. Nos centraremos en ver cómo poner a punto el sistema detector, verificar que su respuesta sea lineal y como ajustar el voltaje y la amplificación para que su funcionamiento sea

el ideal para la medida a desarrollar. Discutiremos también como obtener toda la información contenida en los espectros de altura de altura de pulsos, algunas características puntuales de los mismos y finalmente, compararemos los resultados obtenidos con dos detectores diferentes, un centellador de NaI(Tl) y un detector semiconductor de Ge hiperpuro (HPGe).

En el laboratorio. Espectroscopia γ con un detector centellador de NaI(Tl)

Supongamos que colocamos frente al detector, un centellador de NaI(Tl), una fuente de rayos γ monoenergéticos, por ejemplo, ^{137}Cs , que decae con un 85% de probabilidad mediante un proceso β al estado nuclear excitado de 662 keV del ^{137}Ba , desexcitándose al estado fundamental mediante la emisión de un único rayo γ de energía igual a la energía del estado excitado. El restante 15% de los decaimientos del ^{137}Cs se dan por emisión β al estado fundamental del ^{137}Ba , ver la figura 3.9. Vemos entonces que la probabilidad de emisión del rayo γ de 662 keV es de 85%. Esto significa que por cada cien decaimientos del ^{137}Cs , se emitirán (en promedio) 85 rayos γ de 662 keV. Tengamos presente que los rayos γ se emiten luego del decaimiento β del ^{137}Ba . Es decir, el nucleido emisor es el ^{137}Ba . Aclaremos este punto porque es muy común en la literatura, por abuso de notación, referirse a los rayos γ de 662 del ^{137}Cs . Este abuso de notación se origina en que la detección de estos implica que la muestra en estudio contenía ^{137}Cs .

El espectro que obtenemos con el detector centellador de NaI(Tl) se puede ver en la figura 11.1, tal como lo obtenemos a la salida del MCA. Como podemos ver, el eje x está en canales (que sabemos que son proporcionales a la energía, pero no es la energía) y el eje y en cuentas. Si dividimos las cuentas por el tiempo de medida, lo que obtendremos son cuentas por unidad de tiempo, magnitud que sabemos que está relacionada con la actividad de la muestra, pero no es la actividad. En la próxima sección veremos qué ocurre con la posición de los fotopicos en canales si se cambian las condiciones del equipo, el voltaje que se aplica al tubo fotomultiplicador, las ganancias del preamplificador y/o del amplificador o se usa un MCA con mayor número de memorias. Anticipándonos, es razonable pensar que, si se cambia alguno de estos parámetros, la posición del fotopico en canales cambiará, por lo cual reportar la posición en canales no da ninguna información. Por lo tanto, si sólo presentamos este espectro no sabemos la energía que corresponde el fotopico. Un ejemplo puede servir para aclarar este punto. Supongamos que queremos comprar un mueble que tiene que entrar en un hueco en una pared. Debemos conocer el tamaño del mueble con precisión, pero no tenemos una cinta métrica. Entonces tomamos una hoja y decimos “*el mueble debe medir 3 hojas de largo por dos de ancho*” y le transmitimos esta información al carpintero. Es evidente que con esta información el carpintero no puede hacer nada. El carpintero nos dirá “*¿Qué hoja? ¿A4, carta, oficio, orientada en forma horizontal o vertical?*” Si le decimos “*A4. Cada hoja mide 24 cm*”, el carpintero dirá “*las longitudes del mueble son 72 cm por 48 cm*” gracias a que le dimos un factor de conversión hoja-centímetros. A este factor de conversión se lo llama *calibración* y es precisamente lo que

necesitamos en estos experimentos de espectroscopia γ para transformar los canales a energía y las cuentas a actividad. Si determinamos la relación entre canales y energía tendremos la *calibración en energías* y podemos convertir el espectro de altura de pulsos de canales a energías y obtener el espectro de energías, el cual contiene la información necesaria para saber que energías emite la muestra en estudio. Como los rayos γ son una huella dactilar del radionucleido emisor, podremos identificar nucleidos emisores γ están presentes en la muestra.

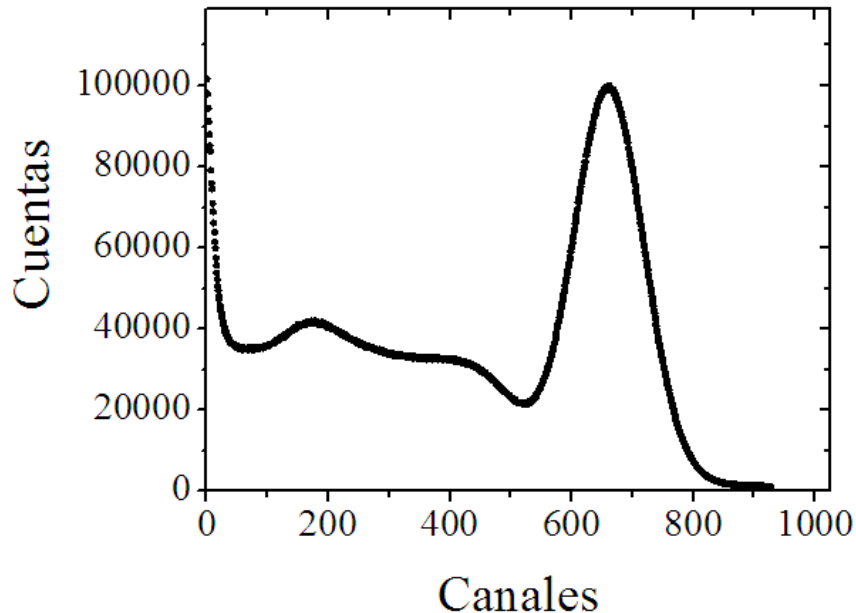


Figura 11.1. Espectro de altura de pulsos del ^{137}Cs tomado con un detector centellador de NaI (TI).

Para determinar a qué energía corresponde cada canal se miden los espectros de altura de pulsos de muestras con energías conocidas (llamadas *muestras patrones*) y se grafica la energía asociada a cada fotopico en función de la posición en canales de cada uno de ellos. Deberíamos encontrar (si estamos trabajando correctamente) una relación lineal entre las energías emitidas por cada fuente patrón y la correspondiente posición en canales de los fotópicos. Es importante tener presente que las medidas de las fuentes patrones y de las muestras en estudio deben realizarse conservando estrictamente las condiciones del equipo (ganancias, voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador), ya que el factor de calibración depende de estos parámetros de funcionamiento. No es necesario conservar la geometría fuente-detector.

De la misma manera, para relacionar las cuentas medidas con la actividad de las muestras hay que calibrar, pero ahora en eficiencia. En primer lugar, hay que pasar de cuentas a cuentas por unidad de tiempo (simplemente dividiendo el contaje por el tiempo de medida). Luego debemos conocer la eficiencia del sistema detector para la geometría detector-muestra y la autoabsorción de la muestra en estudio. Como ya mencionamos, para esto se emplean muestras patrones de actividad conocida y se determina entonces, para cada fotopico, las cuentas por unidad de tiempo, el área ($C^{cal}(E)$). Dado que se conoce la actividad asociada a cada fotopico ($A^{cal}(E)$) se determina la eficiencia a partir de:

$$\xi(E) = \frac{C^{cal}(E)}{P(E) \cdot A^{cal}(E)} \quad (1)$$

siendo $P(E)$ la probabilidad de emisión del rayo γ correspondiente. De esta forma podemos obtener una curva de eficiencia en función de la energía, relacionando el logaritmo natural de la energía con la energía mediante una función generalmente polinómica de segundo grado. Con la información de las calibraciones en energía y eficiencia, se mide la muestra en estudio y se obtiene la actividad de la muestra $A^{muestra}(E)$ de:

$$A^{muestra}(E) = \frac{C^{muestra}(E)}{P(E) \cdot \xi(E)} \quad (2)$$

donde $C^{muestra}(E)$ son las cuentas por unidad de tiempo determinadas para el fotopico en estudio.

En estos experimentos es necesario conservar tanto las condiciones operacionales del sistema detector como la geometría fuente-detector, por lo cual la muestra patrón para la obtención de la curva de calibración en eficiencia debe tener la misma forma, distribución de radionucleidos y autoabsorción que la muestra bajo estudio. Otro punto fundamental es medir $\xi(E)$ en un rango de energías al menos igual al que se espera encontrar en la muestra en estudio. En el próximo capítulo veremos en detalle un ejemplo de calibración en eficiencia.

Vayamos al primer experimento, en el cual haremos espectroscopía γ de altura de pulsos empleando un detector centellador de NaI(Tl). Nos centraremos en las condiciones ideales para llevar a cabo un experimento, discutiremos la calibración en energías y la estructura de los espectros obtenidos. Para esto montaremos una rama analizadora como la que presentamos en las figuras 10.1 y 10.19. Usaremos una fuente de tensión Ortec 556 para alimentar al tubo fotomultiplicador, un preamplificador Ortec modelo 113 [Ortec] y un amplificador Canberra modelo 2021 [Canberra]. Los pulsos serán analizados, contados y almacenados por un MCA de 1024 canales conectado a una computadora personal. Las fuentes radioactivas que emplearemos para la calibración en energía serán ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{133}Ba y ^{152}Eu . En todos los casos se trata de fuentes puntuales selladas. Discutiremos también el espectro obtenido para el caso del ^{22}Na .

Comencemos por las condiciones del equipo y como depende el espectro de altura de pulsos de la ganancia del amplificador y de la tensión aplicada al tubo fotomultiplicador, dejando de lado por el momento el tema de la calibración en energías, tal como se hace en cualquier experimento de espectroscopía γ . Para esta primera parte realizaremos medidas con la fuente de ^{137}Cs ya que presenta un espectro simple, lo que facilita la discusión de los resultados. Inicialmente, fijaremos la ganancia del amplificador (recordemos que el factor de amplificación del preamplificador para estos detectores centelladores es 1, sólo conforma el pulso) y haremos distintas mediciones con la fuente de ^{137}Cs variando el voltaje aplicado para operar el detector (1.800, 1.900, 2.000, 2.100, 2.200 y 2.250 V). Para estudiar el efecto de la amplificación, fijaremos el voltaje y realizaremos medidas con la misma fuente radioactiva variando la amplificación (factores de amplificación 10, 30 y 100).

Presentamos los resultados para los espectros de altura de pulsos del ^{137}Cs en función del voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador en la figura 11.2. Como ya discutimos, aumentar este voltaje implica aumentar el factor de multiplicación de la cadena de dinodos, por lo cual, a mayor voltaje, mayor altura del pulso de salida. Esto implica que el fotopico debe moverse a mayores canales, tal como se puede comprobar en la figura 11.2. Lo que resta ver es si existe la relación lineal esperada entre el voltaje aplicado y altura del pulso de salida, es decir, con el canal del centroide del fotopico asociado al rayo γ de 662 keV del ^{137}Cs . Para esto se ajustó el fotopico con una función lorentziana y se determinó de este ajuste la posición del centroide. Si bien este es el método más correcto, existen otras alternativas más simples, como por ejemplo buscar el canal del máximo o el punto simétrico del fotopico. Con los tres métodos los resultados obtenidos son similares. Incluimos la posición del centroide del fotopico para cada voltaje en la figura 11.2.

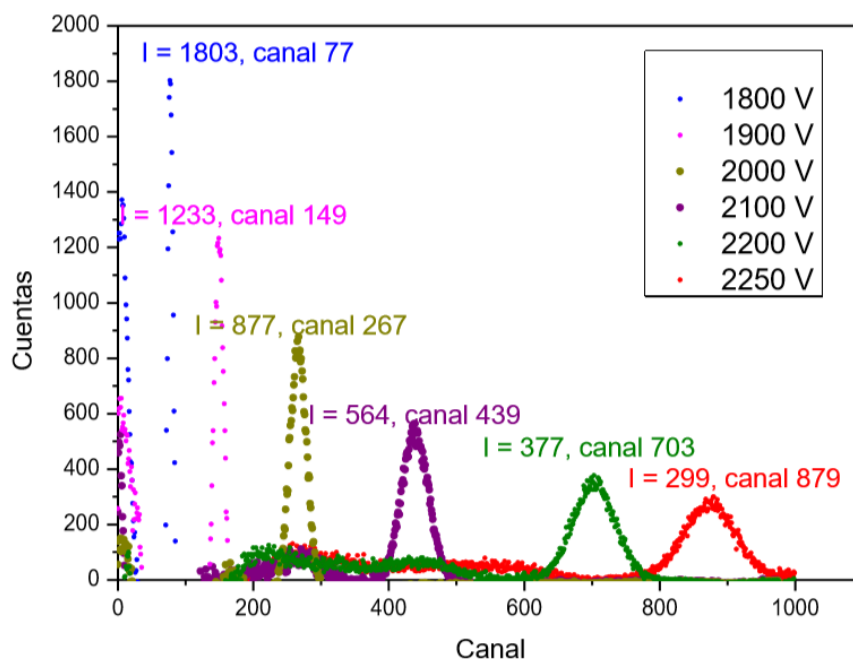


Figura 11.2. Espectro de altura de pulsos de ^{137}Cs medido con el detector centellador de NaI(Tl) variando el voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador (amplificación fija en 30). Incluimos en la figura la posición (en canales) del centroide del fotopico asociado al rayo γ de 662 keV del ^{137}Cs . “I” denota el número de cuentas en el máximo del fotopico.

Obtenida la posición del centroide del fotopico en canales, la graficamos en función del voltaje aplicado (figura 11.3). Como podemos ver, existe una relación cercana a la lineal (el coeficiente de correlación R , que indica que tan bueno es un ajuste a una serie de puntos, es 0,971. Un ajuste perfecto implicaría $R=1,0$). El apartamiento de los puntos a la recta se debe a que, cuando se cambia el voltaje que se suministra al tubo fotomultiplicador se debería esperar un tiempo suficiente (al menos una hora) para que el sistema se estabilice. En estos experimentos, el tiempo de espera luego de cada cambio de voltaje fue de unos quince minutos. Si se espera una hora luego de aumentar el voltaje, el coeficiente de correlación se aproxima a la unidad. Por lo tanto, la conclusión es que existe una relación lineal entre el voltaje aplicado y la altura del pulso/canal del centroide del fotopico en el rango de voltajes estudiado. Se presenta este

resultado para resaltar la importancia de llevar adelante las mediciones luego de que el sistema detector se haya estabilizado.

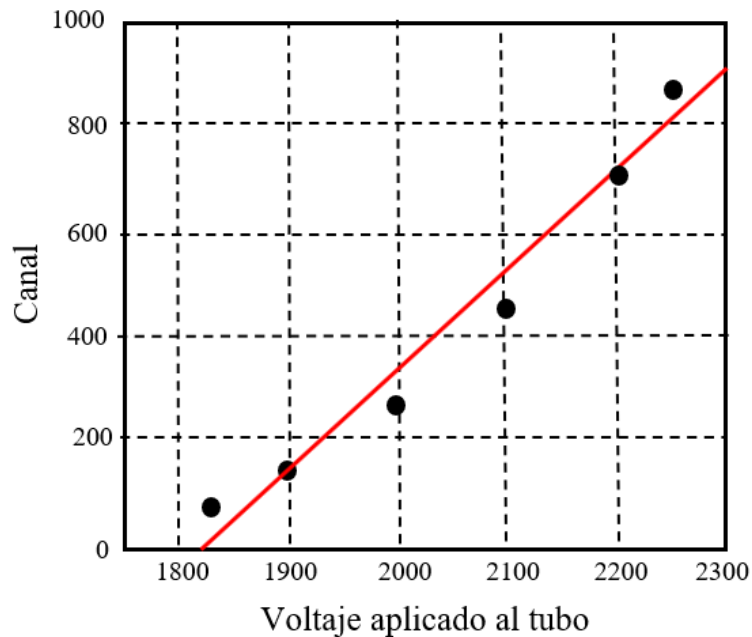


Figura 11.3. Ajuste lineal (línea roja) a la posición del centroide del fotopico correspondiente a la energía de 662 keV emitida por el ^{137}Cs en función del voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador. Coeficiente de correlación $R=0,971$.

Otro hecho que podemos apreciar en la figura 11.2 es que, al aumentar el voltaje aplicado, además de moverse el fotopico a mayores canales, el mismo se hace menos intenso y más ancho, manteniéndose constante su área. La intensidad disminuye porque ahora las cuentas se distribuyen en más canales. El ancho aumenta para que la relación FWHM/posición del centroide del fotopico (ambas en canales) se mantenga constante. El área del fotopico se conserva porque está estrictamente relacionada con el número de partículas que han depositado toda su energía en el material detector. Este número de eventos depende de la actividad de la muestra, distancia fuente-detector, material detector y forma y tamaño del detector, pero no del voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador. Por lo tanto, al cambiar solamente el voltaje, el número de radiaciones ionizantes que dejan toda su energía en el detector y por ende el área del fotopico no varía (dentro del error estadístico).

En una segunda etapa se fijó el voltaje en 2.100 V y se varió la amplificación. Nuevamente, se observa el corrimiento del fotopico a mayores canales a la vez que se hace menos intenso y se ensancha (figura 11.4). En la figura 11.5 observamos que existe una relación lineal entre la posición del fotopico y la ganancia del amplificador.

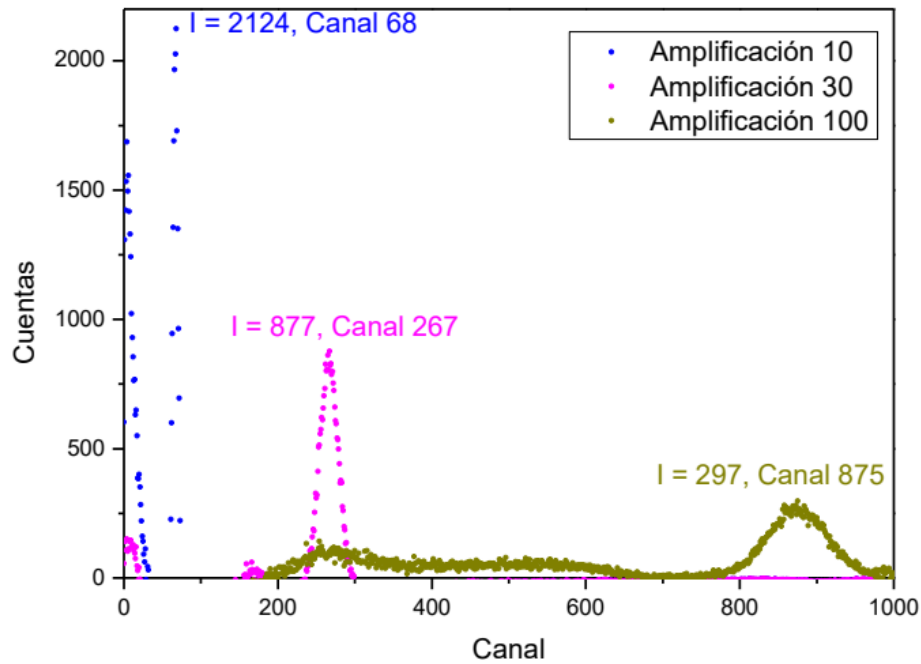


Figura 11.4. Espectro de altura de pulsos de ¹³⁷Cs medido con el centellador NaI(Tl) variando la ganancia del amplificador (voltaje fijo en 2.000 V). Indicamos la posición del centroide del fotopico y las cuentas en el máximo.

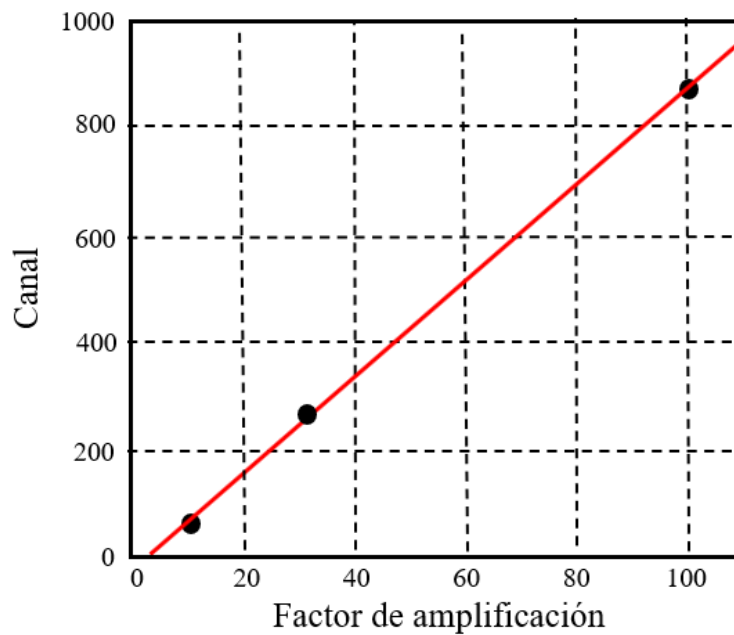


Figura 11.5. Ajuste lineal (línea roja) a la posición del centroide del fotopico correspondiente a la energía de 662 keV emitida por el ¹³⁷Cs en función de la ganancia del amplificador (cuadrados negros). Se obtuvo un coeficiente de correlación R=0,998.

Hemos verificado que existe una relación lineal entre ganancia del amplificador y tensión aplicada al tubo fotomultiplicador y la posición del fotopico, tal como queremos para una correcta medida. Ahora, ¿Qué ganancia y tensión debe elegirse para realizar el experimento? La respuesta depende de las fuentes y muestras a medir. Si queremos medir muestras que contienen ¹³⁷Cs, que emite un único rayo γ de 662 keV con el MCA de 1024 canales deberíamos

elegir una ganancia y un voltaje tal que el centroide del fotopico se localice en un canal lo más próximo al último canal para aprovechar así todo el rango disponible. Para el sistema detector utilizado en estos experimentos, una buena elección es que el centroide del fotopico se ubique alrededor del canal 800.

En nuestro experimento vamos a medir ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{22}Na y ^{152}Eu , cuyas energías se muestran en la tabla 11.1. La energía máxima emitida por estos radionucleidos es 1408 KeV (^{152}Eu). Por lo tanto, lo ideal es que el centroide del fotopico asociado a esta energía se localice aproximadamente en el canal 800. Si hacemos los ajustes del equipo con la muestra de ^{137}Cs , la ganancia y el voltaje deberían ser tales que el centroide del fotopico del ^{137}Cs quede localizado en el rango de canales 350-400. Si este fotopico está más allá del canal 450, el fotopico asociado a 1408 keV quedará fuera de la región de canales disponibles en el MCA.

Radioisótopo	Energía (keV)	Probabilidad de emisión (%)
^{22}Na	1274	99,94
^{60}Co	1173	100
	1333	100
^{133}Ba	81	32,9
	276	7,2
	303	18,3
	356	62,1
	384	8,9
^{137}Cs	662	85%
^{152}Eu	122	29,2
	245	7,6
	344	8,0
	779	13,0
	964	14,6
	1086	10,3
	1112	13,6
	1408	21,2

Tabla 11.1. Energía y probabilidad de emisión de los radioisótopos usados para estudiar el detector centellador de NaI(Tl). En el caso del ^{152}Eu se muestran sólo los principales rayos γ emitidos. Las energías se pueden encontrar en [tabla de isótopos].

Basados en el criterio recién discutido fijamos el voltaje en 2.100 V y la amplificación se ajustó de forma tal que el centroide del fotopico del ^{137}Cs se localice aproximadamente en el canal 350. Procedemos con la medición del fondo radiológico del laboratorio (ver figura 9.20), que se restó a cada uno de los espectros de las fuentes radioactivas. Para poder realizar esta resta, el tiempo y las condiciones del sistema detector en la medida del fondo fueron idénticas a las de cada muestra. Dado que todas las medidas se realizaron en unas pocas horas, podemos asumir que

el fondo radiológico no se modificó durante la serie de medidas. Presentamos los espectros de altura de pulsos de ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{22}Na y ^{152}Eu , luego de restarles el fondo, en la figura 11.6.

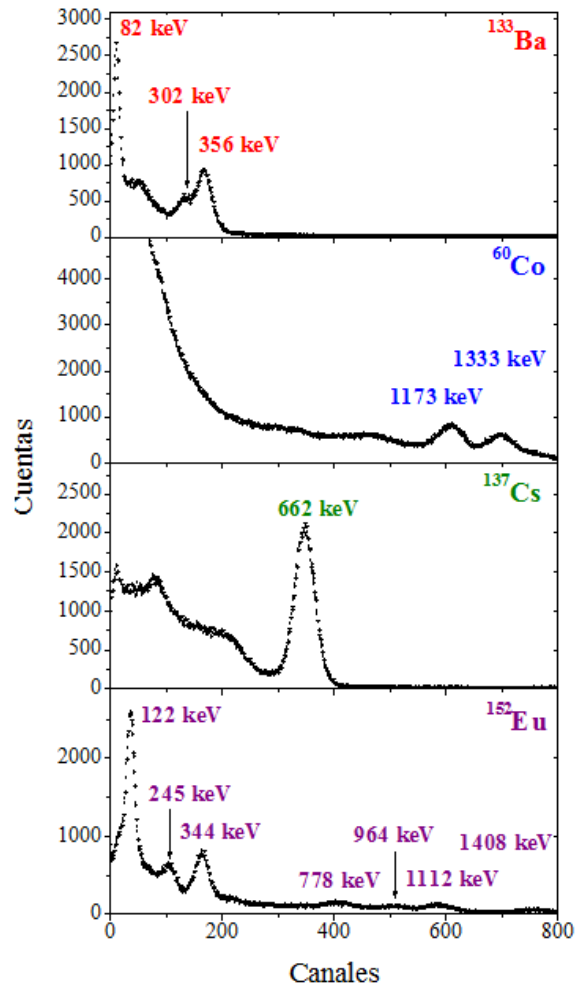


Figura 11.6. Espectros de altura de pulsos, con el fondo restado, de las fuentes patrones de ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{22}Na y ^{152}Eu tomados con el centellador de NaI(Tl). Indicamos las energías asociadas a los principales fotopicos.

El paso siguiente es realizar la calibración en energía del sistema detector. A partir de la determinación de la posición del centroide de cada fotopico y de las energías reportadas en la tabla 1 construimos la recta de calibración que se muestra en la figura 11.7. De la misma se obtuvo una pendiente $m = 1,797 \pm 0,009$ eV/canal, y una ordenada al origen de 48 ± 4 keV, con un coeficiente de correlación $R=0,9996$. Con esta recta de calibración ya podemos pasar del espectro de altura de pulsos (cuentas versus canales) al espectro de energía (cuentas versus energía) simplemente multiplicando el número de canal por el factor de calibración $m = 1,797$ eV/canal y sumando la ordenada al origen. Como comentario, los detectores de NaI(Tl) presentan este comportamiento lineal en el rango de energía 0,1-2 MeV. Fuera de este rango de energía se comienzan a observar pequeñas desviaciones de la linealidad, caso donde los ajustes cuadráticos son más apropiados.

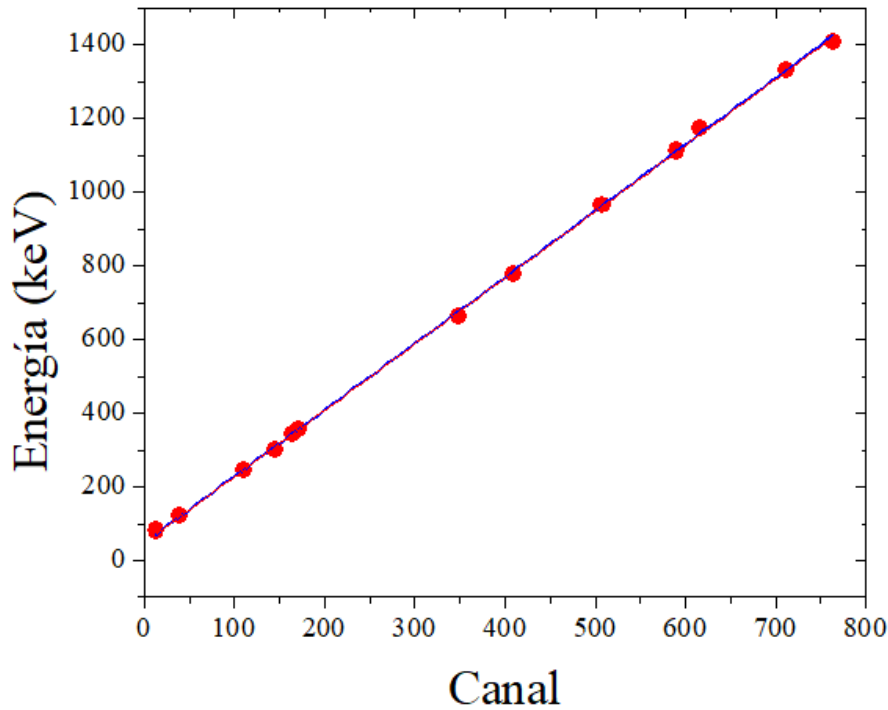


Figura 11.7. Recta de calibración en energía obtenida para el detector centellador de INa(Tl) para las condiciones de tensión y voltajes empleadas en este estudio.

En la figura 11.8 presentamos el espectro de energías del ^{137}Cs . Como podemos ver tenemos el fotopico localizado a una energía de 661 keV. El borde Compton se localiza en una energía de 480 keV y el pico de retrodispersión se localiza a una energía de 170 keV. También podemos distinguir el pico de rayos X en 22 keV. Si calculamos la energía del pico de retrodispersión y del borde Compton usando la ecuación 7 del capítulo 9 y el hecho que $E^{retr} + E_{ec}^{max} = hv = 662 \text{ keV}$ encontramos que los valores predichos son 478 keV y 184 keV, respectivamente, en muy buen acuerdo con el resultado experimental.

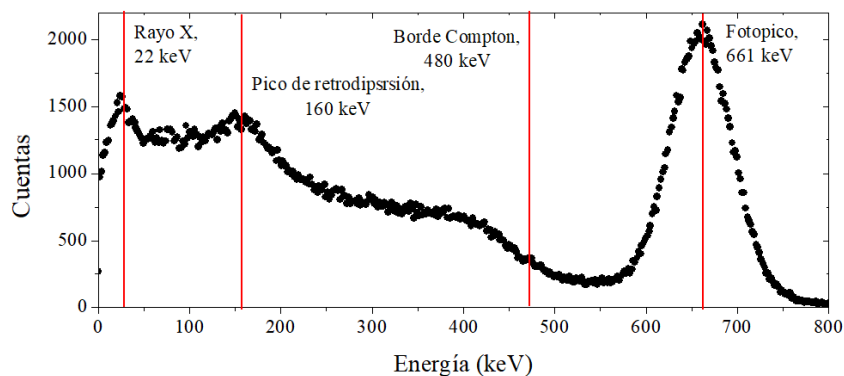


Figura 11.8. Espectro de energías del ^{137}Cs . Indicamos las energías del fotopico, el pico de retrodispersión, el borde Compton y el pico de rayos X.

Centrémonos ahora en la resolución en energía del sistema detector para la energía del fotopico, 662 keV. El ancho a la altura media del fotopico es de 78 keV, lo que representa una resolución en energías de 11,5%, valor típico para este tipo de detectores a esta energía. Vamos

a analizar este resultado. La ecuación 2 del capítulo 9 predice que la resolución en energías es proporcional a $E^{-1/2}$. Con lo que discutimos ya podemos suponer que esta relación puede no ser válida en una medida real, ya que sólo tiene en cuenta la fluctuación estadística en el número de fotones UV-visibles en el centellador y no las contribuciones al ancho de los fotónicos generadas en la rama electrónica asociada al sistema detector. La energía necesaria para producir un fotón visible en el NaI(Tl) es del orden de 25 eV. Por lo tanto, por cada keV de energía, tenemos del orden de 40 fotones originados en el centelleo. Con tubos fotomultiplicadores de buena calidad y buen acoplamiento óptico, aproximadamente el 25% de los fotones UV-visibles producen fotoelectrones en el fotocátodo. En consecuencia, tendremos 10 fotoelectrones por keV de energía absorbida en el cristal de NaI(Tl). Si suponemos la absorción completa de un rayo γ de 662 keV del ^{137}Cs , se producirán 6.620 fotoelectrones. Para determinar la fluctuación estadística usamos la estadística de Poisson, de donde obtenemos que $\sigma = \sqrt{6620} = 81$ fotoelectrones, lo que equivale a un error relativo de $(81/6.620) \times 100\% = 1,2\%$ en la altura del pulso, que se traduce en una resolución de 2,8% (el factor de Fano para el NaI(Tl) es 1), ver ecuación 2 del capítulo 9. Sin embargo, en el experimento obtuvimos 11.5%. Por lo tanto, en el caso de los detectores centelladores de NaI(Tl) el ancho de los fotónicos tiene por origen, además de las variaciones estadísticas en el número de fotones visibles producidos por la radiación incidente y en el número de fotoelectrones liberados del fotocátodo, variaciones estadísticas en los procesos que conducen a la formación del pulso de salida. Entre estos factores podemos mencionar:

- Variaciones estadísticas en el factor de multiplicación electrónica de los dinodos
- Fabricación y montaje del detector de NaI(Tl)
- Sensibilidad no uniforme del fotocátodo.
- No uniformidad en la eficacia de colección de la luz de centelleo en diferentes puntos del cristal.
- La sutil respuesta no lineal en energía del centellador.
- El ruido electrónico y fluctuaciones en la alta tensión aplicada al tubo fotomultiplicador.

Otros factores que pueden degradar la resolución en energía son un mal acoplamiento óptico entre el cristal centellador y el tubo fotomultiplicador, lo que causa una reducción en los fotones visibles que llegan al fotocátodo. Un cristal detector con fracturas o defectos internos puede provocar reflexiones internas y atrapamiento de parte de fotones de desexcitación, interfiriendo en la colección eficiente de luz. Una repentina degradación de la resolución de energía y/o pérdida del pulso de salida son síntomas de un cristal defectuoso. Estos dos factores no se observan en el caso del detector empleado. Mejoras en los tubos fotomultiplicadores y en el acoplamiento óptico ha dado lugar a mejoras constantes en la resolución de energía, llegándose a resoluciones en energía del orden del 6% a 662 keV para el NaI(Tl).

La discusión referida a la resolución en energía puede extenderse a todo el rango de energías estudiado. En la figura 11.9 mostramos la gráfica en escala logarítmica de la resolución en energía en función de la energía incidente sobre el detector. Como podemos ver, la resolución obtenida experimentalmente, que se genera por toda la rama analizadora y no sólo por el cristal detector, es siempre mayor que la predicha por la ecuación 2 del capítulo 9. Además, si la

ecuación 2 del capítulo 9 fuera correcta y completa, la gráfica (en escala logarítmica) debería ser una recta con pendiente $-0,5$. Como podemos ver en la figura 11,9, esta relación no se cumple.

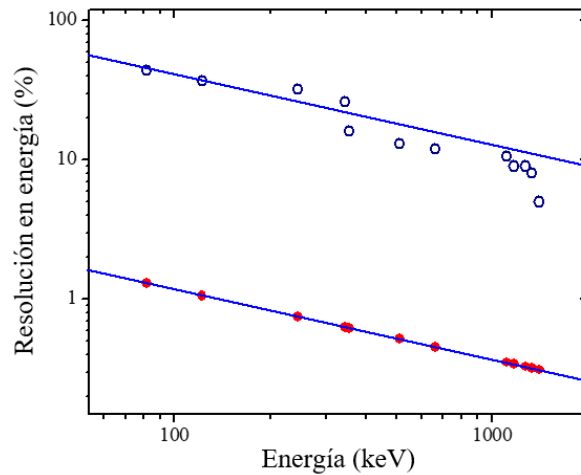


Figura 11.9. Resolución en energía en función de la energía para un detector centellador de NaI(Tl). Los puntos azules corresponden a la resolución determinada experimentalmente y los rojos a las resoluciones obtenidas aplicando la ecuación 2 del capítulo 9. La línea sólida es el comportamiento teórico predicho por esta ecuación, resolución en energía proporcional a $E^{-1/2}$.

Centrémonos en el espectro de altura de pulsos del ^{133}Ba y comparemos con las energías reportadas en la tabla 1. El pico que se observa en el canal 14 corresponde a la energía de 81 keV. Luego tenemos cuatro energías, 276 keV (con muy baja probabilidad de emisión, 7%), 302 keV, 356 keV y 384 keV, muy próximas entre sí, las cuales el sistema detector no alcanza a resolver. Basados en esto, el hombro que se observa en el canal 145 podría asociarse a la energía de 302 keV y el del canal 171 al pico de 356 keV que tiene una intensidad de 62,2% frente a 8,8% de intensidad del rayo γ de 384 keV. Para discernir estos picos tan próximos se los simuló con funciones gaussianas, localizando los centroides en las energías reportadas en la tabla 1, una altura es proporcional a la probabilidad de emisión de cada rayo γ y se tomó una resolución de 12%. El resultado se muestra en la figura 11.10. Como podemos ver, aún con una resolución de 12%, los picos de 302 keV, 356 keV y 384 keV no pueden resolverse. Podemos repetir el mismo análisis para el caso del ^{152}Eu . En este caso no se resuelven los picos de 964 y 1086 KeV (ver figura 11.11).

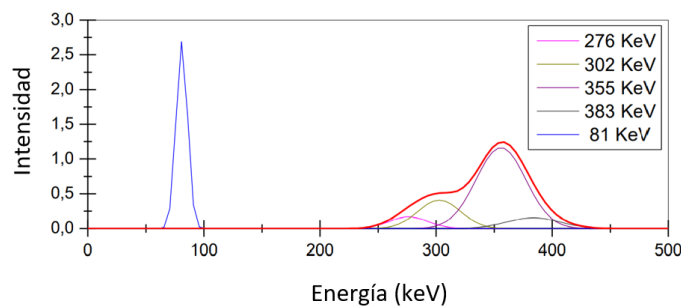


Figura 11.10. Fotopicos asociados a las energías emitidas por la fuente de ^{133}Ba simulados mediante funciones Gaussianas. La energía y probabilidad de emisión de cada rayo γ son

conocidas (ver tabla 1). Para simular el ancho de los picos se asumió una resolución de 12%. La curva roja es la envolvente (suma) de las gaussianas centradas entre 276 y 383 keV.

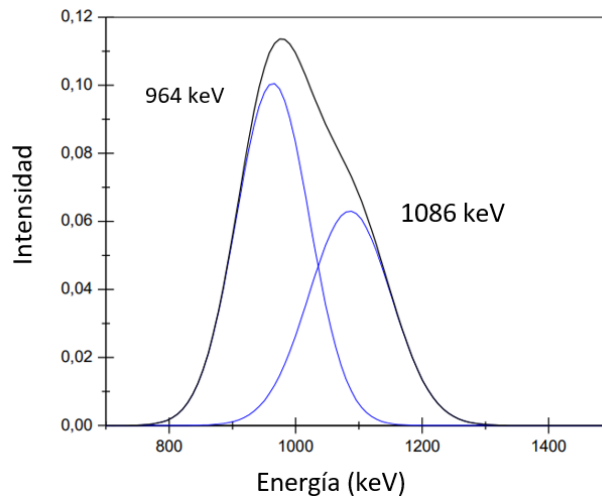


Figura 11.11. Fotopicos asociados a los rayos γ de 964 keV y 1086 keV emitidos por la fuente de ^{152}Eu simulados mediante funciones Gaussianas. Se consideró para simular el ancho de los picos una resolución de 12%. La curva negra es la envolvente (suma) de ambas gaussianas.

Un punto para analizar en el espectro del ^{133}Ba es que el rayo γ de 81 keV tiene una probabilidad de emisión (32,75%) que es casi la mitad de la del rayo γ de 355 keV (62%). Sin embargo, y contrario a lo esperado según estas probabilidades de emisión, en el espectro de altura de pulsos el pico de 81 keV es más intenso que el de 355 keV. Esto tiene una explicación muy simple: el coeficiente de atenuación del NaI(Tl) para energías del orden de 81 keV es mayor que para energías del orden de 350 keV (ver figura 11.12). En consecuencia, la probabilidad de que el γ de 81 keV interactúe con el material detector y deposite toda su energía en el cristal centellador es mucho mayor que en el caso del rayo γ de 355 keV. Esta mayor probabilidad de interacción es lo que se refleja en la altura relativa de ambos fotopicos.

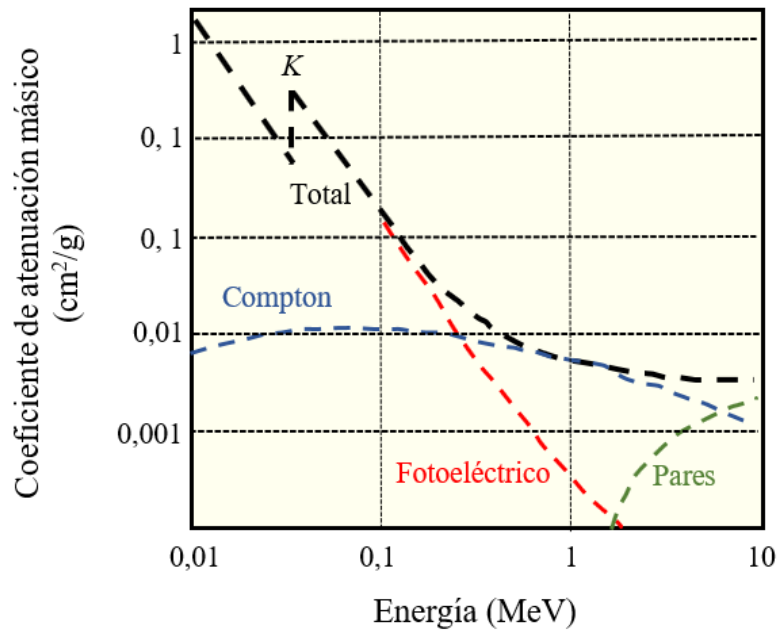


Figura 11.12. Coeficiente de atenuación másico del NaI en función de la energía. Se indican las contribuciones por interacción fotoeléctrica, Compton y producción de pares.

La última parte del experimento es analizar el espectro de altura de pulsos del ^{22}Na . En la figura 75 mostramos el esquema de decaimiento de este radionucleido. El ^{22}Na decae por un proceso β^+ al nivel excitado de 1274 keV del ^{22}Ne (que es estable). El decaimiento al nivel fundamental se produce mediante la emisión de un rayo γ de 1274 keV (ver figura 3.18). Por lo tanto, lo que esperamos observar en el espectro de altura de pulsos es un único fotopico y su meseta Compton asociada.

Presentamos el espectro de energía del ^{22}Na en la figura 11.13. Contrario a lo que esperábamos al analizar el diagrama de decaimiento del ^{22}Na , observamos tres picos localizados en 168 keV, 511 keV y 1272 keV. Por lo tanto, el fotopico de mayor energía lo podemos asociar con la radiación γ de 1274 keV emitida por el ^{22}Na . Para entender el origen del fotopico de 511 keV, volvamos al esquema de decaimiento del ^{22}Na . En el proceso de decaimiento, el ^{22}Na emite partículas β^+ , positrones, los cuales se aniquilan con electrones del entorno del detector emitiendo dos rayos γ de 511 keV cada uno. Una fracción de estos rayos pueden alcanzar el detector, dando origen al fotopico que registramos a una energía de 511 keV. Finalmente, si los rayos γ de 511 keV sufren retrodispersión en el entorno del material y luego son detectado, estos rayos retrodispersados tendrán una energía (haciendo $\theta=180^\circ$ en la ecuación 3 del capítulo 9) de 170,4 keV, en muy buen acuerdo con el fotopico localizado en 168 keV. Por lo tanto, dos de los tres fotópicos presentes en el espectro de energía están asociados a eventos que ocurren fuera del detector y no están relacionados con los rayos γ emitidos por la fuente. Podemos también calcular la energía de los bordes Compton asociados a los rayos de 511 keV y 1274 keV. Usando la ecuación 7 del capítulo 9, obtenemos $E_e^{\text{máxima}}(511 \text{ keV}) = 340,6 \text{ keV}$ y $E_e^{\text{máxima}}(1274 \text{ keV}) = 1061,2 \text{ keV}$, en excelente acuerdo con las posiciones de los bordes Compton que se observan en el espectro de energías, 335 keV y 1062 keV.

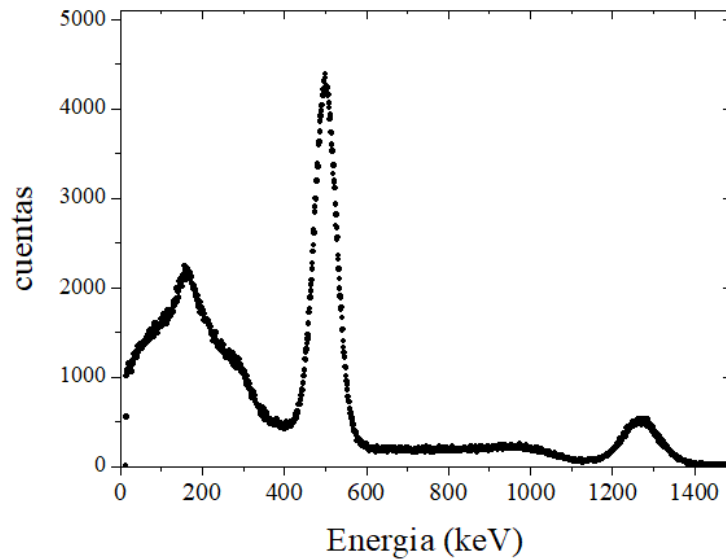


Figura 11.13. Espectro de energías del ^{22}Na tomado con un detector centellador de $\text{NaI}(\text{Tl})$.

A efectos de comparación, en la figura 11.14 mostramos los espectros de energías de las mismas muestras radioactivas, pero usando un detector de Ge hiperpuro y un MCA de 8192 canales. Como podemos ver, el FWHM de los fotónicos se reduce drásticamente a la vez que la meseta Compton se vuelve despreciable. Para el caso de 662 keV, la resolución es 0,1%. La mejora en la resolución en energía se explica por dos factores: la energía para generar una ionización en Ge es del orden de 3 eV, diez veces menor que la necesaria para generar un fotón de desexcitación en $\text{NaI}(\text{Tl})$. Por lo tanto, para una misma energía incidente aumenta diez veces el número de ionizaciones en el detector de Ge hiperpuro con respecto al número de excitaciones en $\text{NaI}(\text{Tl})$, por lo que disminuye la fluctuación estadística. Además, el factor de Fano para el Ge es 0,1, lo que también lleva a una mejor resolución en energía. Con la resolución que presenta este detector se pueden resolver los fotónicos de 276 keV, 302 keV, 356 keV y 384 keV del ^{133}Ba , los fotónicos de 964 keV y 1084 keV del ^{152}Eu y ver muy claramente los picos asociados a las energías de 1173 keV y 1333 keV del ^{60}Co .

La reducción de la meseta Compton está relacionada con la mayor densidad del Ge, $5,32 \text{ g/cm}^3$ frente a la del $\text{NaI}(\text{Tl})$, $3,67 \text{ g/cm}^3$. Esto hace que el coeficiente de absorción del Ge sea mucho mayor que el del $\text{NaI}(\text{Tl})$, por lo cual es mucho más probable que los fotones secundarios generados en los procesos Compton y formación de pares sean absorbidos por el material detector, por lo cual más fotones incidentes depositan toda su energía en el material detector, contribuyendo así al fotopico.

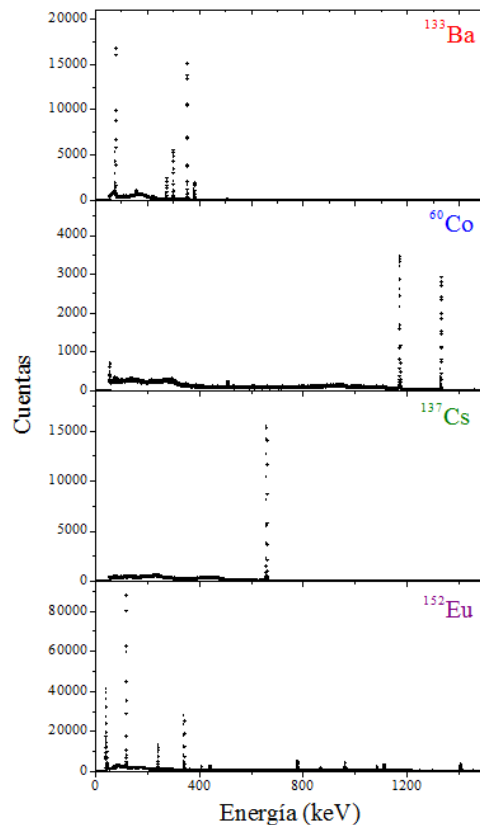


Figura 11.14. Espectros energías de ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{22}Na y ^{152}Eu medidos con un detector semiconductor de Ge hiperpuro, HPGe. En estos espectros se restó el fondo.

Referencias

[Canberra] <http://www.canberra.com>

[Ortec] <http://www.ortec-online.com>.

[Tabla de isótopos] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.

Lecturas complementarias recomendadas

Cherry, S. R., Sorenson, J. A., y Phelps, M. E. (2012). *Physics in Nuclear Medicine*, 4ta edición. Philadelphia: Elsevier Saunders.

Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). *Introducción a la radioactividad en el medio ambiente*. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

Evans, R. D. (1972). *The Atomic Nucleus*. New York: McGraw-Hill.

Health, R. L. (1964). *Scintillation Spectrometry: Gamma-Ray Spectrum Catalogue*. New York: United States Atomic Energy Commission, 2nd ed. <https://doi.org/10.2172/4033554>.

Knoll, G. F. (1989). *Radiation detection and measurements*. New York: John Wiley and Sons.

Leo, W. R. (1987). *Techniques for Nuclear and Particle Experiments*. New York: Springer-Verlag.

Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

CAPÍTULO 12

Espectroscopía γ con HPGe para el estudio de matrices ambientales

En este segundo experimento aplicaremos lo discutido en los capítulos anteriores para realizar la caracterización radiológica de una muestra ambiental, una muestra de suelo superficial colectada en la zona del Parque Pereyra Iraola, La Plata, Provincia de Buenos Aires, perteneciente a un conjunto de muestras colectadas sistemáticamente para realizar un estudio radiológico de suelos de la región de La Plata [Montes 2016]. Para esto emplearemos un detector de Ge hiperpuro HPGe EG&G Ortec GMX10 acoplado a electrónica convencional y un multicanal de 8192 canales, que presenta una alta eficiencia y una resolución en energía, mucho más alta que la del detector centellador de NaI(Tl), lo que permite resolver los fotopicos empleados para identificar los radionucleidos (naturales o no) presentes en muestras ambientales. Describiremos los pasos necesarios que debemos realizar para obtener toda la información que contiene el espectro de altura de pulsos: que radionucleidos contiene la muestra y su actividad. Estudiaremos también si se detecta ^{137}Cs , radionucleido antropogénico, cuya detección es un indicador de contaminación.

Del espectro de altura de pulsos a la actividad de los radionucleidos presentes en la muestra

Una de las fuentes de exposición más importante a la que está expuesta la población son los radionucleidos presentes en el suelo. Por lo tanto, el estudio de los niveles de radioactividad presentes en esta matriz es de mucha importancia e interés. La recolección de la muestra a analizar es un paso muy relevante y que requiere protocolos y condiciones particulares que dependen del estudio a realizar, pero que no discutiremos aquí (ver, por ejemplo, [Montes] y [Desimoni]). Una vez recolectadas, las muestras deben ser preservadas adecuadamente hasta ser preparadas para su análisis. Deben ser secadas para eliminar la humedad que puedan contener, molidas y tamizadas. Si el estudio se va a centrar en la actividad de las cadenas naturales, una vez colocada la matriz en estudio en el porta-muestra, deben permanecer almacenadas herméticamente por al menos tres semanas para que se alcance el equilibrio secular de las cadenas radioactivas naturales, el cual se pierde en el ambiente por la emisión de Rn a la atmósfera. Si el interés es estudiar únicamente otros radionucleidos, como el ^{137}Cs o el ^{40}K , no es necesario este tiempo de espera.

En la figura 12.1 presentamos el espectro de altura de pulsos tal como se obtiene a la salida del MCA, en cuentas y canales. Como se mencionó, este espectro corresponde a una muestra de suelo de la Provincia de Buenos Aires de 0,443 kg de masa y fue adquirido durante 345.600 s (cuatro días). Mostramos también el fondo radioactivo en la cámara limpia dentro de la que se encuentran el detector y la muestra (ver capítulo 8). El voltaje aplicado y la amplificación de ajustaron de forma tal que los 8192 del MCA empleado correspondan a un rango de energías de 2 MeV.

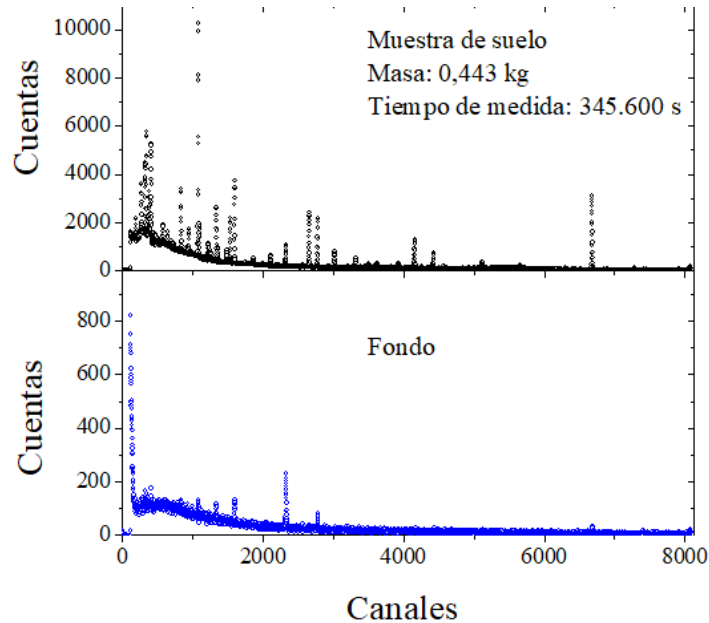


Figura 12.1. Espectro de altura de pulsos de la muestra de suelo en estudio y del fondo radiológico determinados con un detector HPGe colocado en el interior de la cámara limpia. Notar la diferencia de escala en el eje vertical de los espectros de altura de pulsos correspondientes a la muestra y al fondo.

El análisis de los resultados comienza por dos etapas iniciales: pasar de cuentas a cuentas por segundo (dividiendo el contaje obtenido tanto para el fondo como para la muestra por el tiempo de medida) y restarle al espectro de altura de pulsos de la muestra el correspondiente al fondo medido. El espectro de altura de pulsos así obtenido se muestra en la figura 12.2.

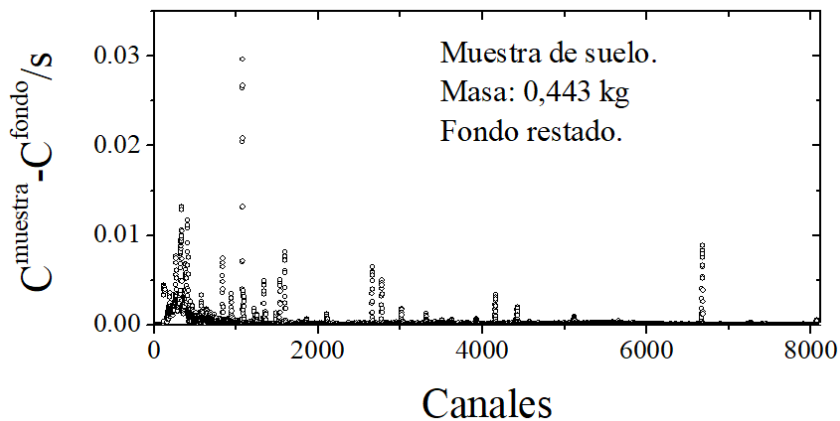


Figura 12.2. Espectro de altura de pulsos de la muestra de suelo en cuentas por segundo y con el fondo ya sustraído.

El siguiente paso es la calibración en energía del detector, que nos permitirá obtener el espectro de energías. Para esto, se midieron los espectros de las fuentes patrones que ya hemos usado para el primer experimento, ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{22}Na y ^{152}Eu . Los espectros obtenidos con el detector de Ge hiperpuro ya los hemos presentado en la figura 11.14. Determinada la posición de cada fotopico (ajustando cada uno con una función lorentziana) y usando las energías de la tabla 1 del capítulo 11, graficamos la recta de calibración que mostramos en la figura 12.3. Del ajuste lineal a los puntos experimentales, $E=a+b.\text{canal}$, obtenemos $a = 2,92_4$ keV y $b = 0,21813_1$ keV/canal (el subíndice es el error del ajuste lineal asociados a la ordenada al origen a y la pendiente b . El error corresponde a la última cifra decimal reportada). Como comentario, un ajuste agregando un término cuadrático, $E = a+b.\text{canal}+c.\text{canal}^2$ da los mismos valores de los coeficientes a y b (diferencias dentro de los errores antes indicados) y $c = 4_2 \times 10^{-9}$ keV/canal², lo que muestra que en el rango de energía en que estamos trabajando la relación canal-energía es lineal, tal como era de esperar si se trabaja en las condiciones correctas.

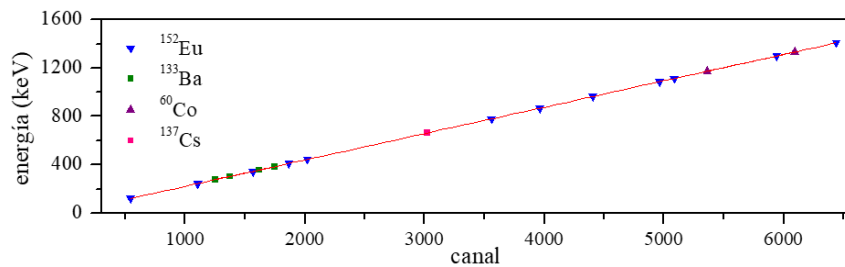


Figura 12.3. Recta de calibración en energía obtenida para el detector semiconductor de HPGe para las condiciones en que se realizó este experimento.

El espectro de energía, obtenido a partir de esta calibración, se presenta en la figura 12.4.

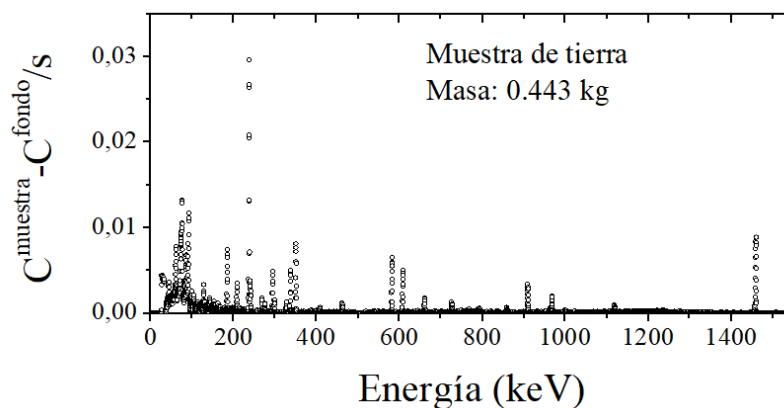


Figura 12.4. Espectro de energía para la muestra de suelo en cuentas/s y con el fondo ya restado.

Con la calibración en energía ya podemos identificar los radionucleidos que están presentes en la muestra de suelo, pero para determinar la actividad de cada uno de los radionucleidos identificados, debemos realizar la calibración en eficiencia del detector. La curva de eficiencia depende de las condiciones del sistema detector (voltaje, amplificación), de la geometría de

medida (geometría de la muestra y del detector) y de la matriz a medir (su tamaño, forma, densidad y espesor). Por lo tanto, para determinar la actividad de una muestra se debe obtener la curva de calibración en eficiencia midiendo muestras patrones en las mismas condiciones que el suelo en estudio. La muestra patrón debe entonces contener radionucleidos de actividad conocida inmersos en una matriz con características similares a las de la muestra en estudio. Para cumplir con todas estas condiciones en este estudio seguimos la propuesta de Perillo-Isaac *et al.* [Perillo Isaac]: agregamos a la matriz de interés cantidades conocidas de óxido de lantano (La_2O_3) y lutecio (Lu_2O_3), que contienen cada uno de ellos actividades específicas conocidas de ^{138}La y ^{176}Lu . Estos radionucleidos emiten rayos γ en un rango amplio de energía (55-1.440 keV) que incluye el de interés en medidas ambientales y sus esquemas de decaimiento son relativamente sencillos. Además, por sus períodos de semidesintegración extremadamente largos ($1,03 \times 10^{11}$ años y $3,76 \times 10^{10}$ años para el ^{138}La y ^{176}Lu , respectivamente) son radionucleidos que podemos considerar estables, por lo cual su actividad es extremadamente baja y no son considerados radioactivos. Esto es una gran ventaja, ya que no se requiere de permisos especiales para su manipulación, no hay que manipular muestras radioactivas y no hay problema (desde el punto de vista radiológico) en el descarte de las muestras luego de estudiadas. Las características de interés de estos nucleidos (rayos γ emitidos, probabilidad de emisión de cada uno y actividad específica) se muestran en la tabla 12.1. Recordemos que la actividad específica A_i debida al nucleido i de una muestra formada por un dado elemento (La o Lu en este caso) de masa m y peso atómico $P.A.$ viene dada por:

$$A_i^{especifica} = \frac{A_i}{m} = \frac{\lambda_i N_i}{m} = \frac{\ln 2}{T_i} \frac{N_A \phi_i}{P.A.} \tag{1}$$

N_i es el número de núcleos de ^{138}La (^{176}Lu) que contiene el La_2O_3 (Lu_2O_3), λ_i la constante de desintegración de cada radionucleido, T_i sus semividas y ϕ_i la abundancia isotópica del ^{138}La o del ^{176}Lu . Reportamos las actividades específicas del ^{176}Lu y del ^{138}La (actividad por unidad de masa de La_2O_3 o Lu_2O_3) en la tabla 12.1.

Óxido	nucleido	Abundancia isotópica (ϕ)	Semivida ($T_{1/2}$)	Actividad específica	γ principales	Probabilidad de emisión
Lu_2O_3	^{176}Lu	2,6 %	$3,76 \times 10^{10}$ años	42 Bq/g	55,8	16,9 %
					88,3	13,1 %
					201,8	84,9 %
					306,9	93 %
La_2O_3	^{138}La	0,09 %	$1,03 \times 10^{11}$ años	0,68 Bq/g	788,7	33,3 %
					1435,8	66,7 %

Tabla 12.1. Propiedades de interés en nuestro estudio de los nucleidos ^{176}Lu y ^{138}La [Tabla isótopos]. La actividad específica reportada es por unidad de masa del La_2O_3 o Lu_2O_3 en cada caso.

En conclusión, si conocemos con precisión la masa de Lu_2O_3 y La_2O_3 incorporada en la matriz ambiental, conocemos las actividades específicas del ^{138}La y del ^{176}Lu . Un cuidado a tener con esta metodología de calibración en eficiencia usando estos nucleidos es que tanto el Lu_2O_3 como el La_2O_3 son altamente higroscópicos. Por esto, antes de diluirlos en la matriz en estudio deben secarse con mucho cuidado para eliminar la humedad que contienen y poder así determinar con precisión las masas de ^{138}La y ^{176}Lu y a partir de ellas la actividad de cada uno. Otro cuidado es lograr una distribución homogénea de ambos elementos en la matriz en estudio. En la figura 12.5 mostramos un espectro de energía correspondiente a una muestra de suelo a la cual se agregaron Lu_2O_3 y La_2O_3 , indicando los fotopicos correspondientes a las energías emitidas por el ^{138}La y ^{176}Lu .

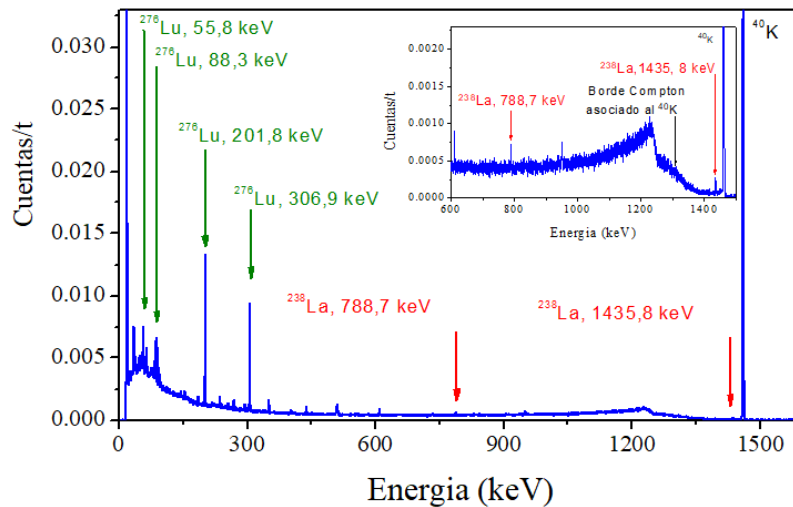


Figura 12.5. Espectro de energía de una muestra de suelo al cual se le incorporó Lu_2O_3 y La_2O_3 para realizar la calibración en eficiencia. En la figura insertada ampliamos la región 600-1500 keV para una mejor visualización de los fotopicos de 788,7 y 1435 keV.

Una vez identificados los fotopicos de interés para la calibración en eficiencia, debemos relacionar las cuentas registradas en cada fotopico (su área) con la actividad de la muestra para cada energía. Para un radionucleido que emite un rayo γ de energía E esta relación viene dada por:

$$C(E) = \xi(E) \cdot P(E) \cdot A^{\text{específica}} \cdot m \quad (2)$$

donde $C(E)$ son las cuentas por unidad de tiempo (área del fotopico asociado a la energía E) luego de descontar el fondo, $\xi(E)$ la eficiencia total a dicha energía, $P(E)$ la probabilidad de emisión del rayo γ de energía E emitido por el radionucleido, A la actividad específica del elemento considerado (^{176}Lu o ^{138}La) y m la masa de, en este caso, Lu_2O_3 o La_2O_3 que hemos incorporado a la muestra. De esta manera, la eficiencia para las energías E_i del ^{176}Lu y del ^{138}La vienen dadas por:

$$\xi(E_i) = \frac{C(E_i)}{P(E_i).m.A^{especifica}} \quad (3)$$

Obtenidas las áreas de los fotopicos, usando los datos de la tabla 12.1 y conocidas las masas de ^{176}Lu y del ^{138}La incorporadas podemos obtener la curva de eficiencias en función de la energía para el arreglo muestra-detector en el experimento, que se muestra en la figura 12.6 y se denomina *Marinelli* [Montes 2016]. Presentamos la curva de eficiencia en la figura 12.7. Esta curva se puede dividir en dos regiones. El máximo de la curva se denomina *knee* (rodilla). En general, la región de energías por debajo del *knee* no se emplea para la calibración ya que la eficiencia del detector es muy sensible a la energía en esta región y su utilización puede introducir errores relativamente grandes. Para energías mayores a la del *knee*, la eficiencia disminuye con la energía de la radiación incidente, tal como se espera de la dependencia del coeficiente de atenuación con E . Con esta curva y luego de identificados los fotopicos asociados al ^{40}K , ^{137}Cs y las cadenas del ^{238}U y el ^{232}Th podemos determinar sus actividades en la muestra de suelos.



Figura 12.6. Geometría del conjunto muestra-detector en nuestro experimento. La geometría del portamuestra, que envuelve parcialmente al detector, se denomina *Marinelli* [Montes 2016].

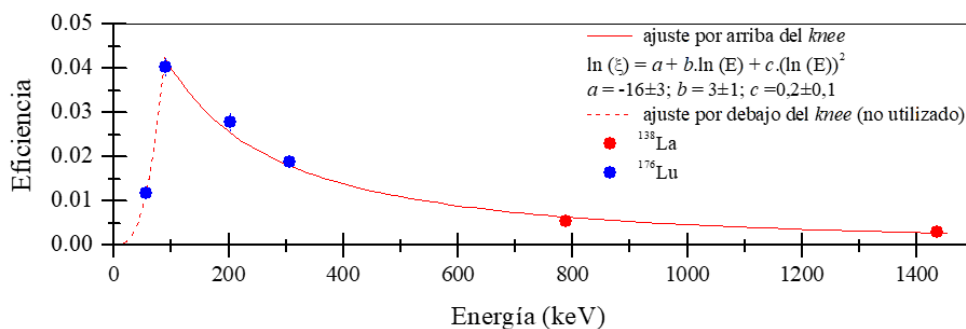


Figura 12.7. Curva de calibración en eficiencia para la muestra de suelo estudiada en este experimento.

El ^{40}K es uno de los tres isótopos del potasio natural, con abundancia isotópica de 0,0117% y un período de semidesintegración de $1,277 \times 10^9$ años. Es un emisor β (89,3%, decayendo al estado fundamental del ^{40}Ca), β^+ (0,0010 %, decayendo al estado fundamental del ^{40}Ar) y también puede decaer al estado excitado de 1460 keV del ^{40}Ar por captura electrónica (10,7%), por lo cual en este último caso se emite un rayo γ con energía igual a la del estado excitado del ^{40}Ar y con una probabilidad de emisión de 10,7 % (el esquema de desintegración del ^{40}K lo presentamos en la figura 3.22). Este rayo γ no se superpone con ningún otro emitido por los radionucleidos pertenecientes a las cadenas naturales, quedando perfectamente resuelto en el espectro de energía.

El ^{137}Cs es el radionucleido antropogénico más ampliamente estudiado en muestras ambientales. Es un emisor β y tiene asociado a su decaimiento un rayo γ de 662 keV (85,1 % de probabilidad de emisión, ver figura 3.9), el cual puede ser utilizado para la determinación de su actividad en muestras ambientales, siempre y cuando la resolución en energía del sistema detector permita resolverlo del rayo γ emitido por el ^{214}Bi , de 665,5 keV, radionucleido que pertenece a la cadena de desintegración del ^{238}U , por lo cual siempre va a estar presente en muestras de suelo. Con sistemas detectores basados en cristales de NaI(Tl) no es posible resolver estos dos fotopicos.

Las actividades del ^{40}K y del ^{137}Cs se pueden determinar a partir de los fotopicos asociados a las emisiones γ de estos radioisótopos, que se muestran en la figura 12.8, a partir de:

$$A_i = \frac{C(E_i)}{P(E_i) \cdot \xi(E_i)} \quad (4)$$

De las curvas de eficiencia obtenemos que $\xi(662 \text{ keV})=0,0079$ y $\xi(1460 \text{ keV})=0,00271$. La probabilidad de emisión del rayo γ de 662 keV del ^{137}Cs es 0,851 y la del rayo γ de 1460 keV del ^{40}K , 0,107. Sólo nos resta obtener $C(E)_i$, el número de cuentas asociadas a cada fotopico (una vez restado el fondo). Esta determinación la podemos hacer de diferentes maneras. La más simple, pero no la más precisa es, una vez determinada la región del fotopico (ver figura 12.8), sumar el número de cuentas asociadas a cada energía incluida en la región del fotopico. Más formalmente, se puede ajustar el fotopico con una función gaussiana o lorentziana y luego obtener el área bajo esta curva. En este estudio, los dos procedimientos (sumar cuentas o ajustar e integrar) dan resultados muy similares, con diferencias para $C(E)_i$ menores al 2%. Como comentario, se debe tener cuidado al escoger la región a considerar para obtener $C(E)_i$. Debemos tomar un criterio para definir el ancho del pico, poniendo cuidado en no incluir fotopicos vecinos. Un buen criterio puede ser moverse a derecha e izquierda del centroide del fotopico hasta encontrar energías para las cuales el número de cuentas por segundo sea una fracción dada del conteo en el centroide (por ejemplo, 1% del conteo en el centroide). Para el fotopico asociado a la energía de 662 keV del ^{137}Cs obtenemos $C(E=662 \text{ keV}) = 0,01095$ cuentas/s. reemplazando este valor en la ecuación (4) obtenemos que la actividad de ^{137}Cs en la muestra es de 1,40 Bq o 3,1 bq/kg. Esta actividad está muy por debajo de los niveles guía establecidos por los organismos internacionales de protección radiológica [UNSCEAR]. Para el caso de ^{40}K , $C(E=1460 \text{ keV}) = 0,08573$ cuentas/s y la actividad de ^{40}K en la muestra es 295 Bq o 667 Bq/kg.

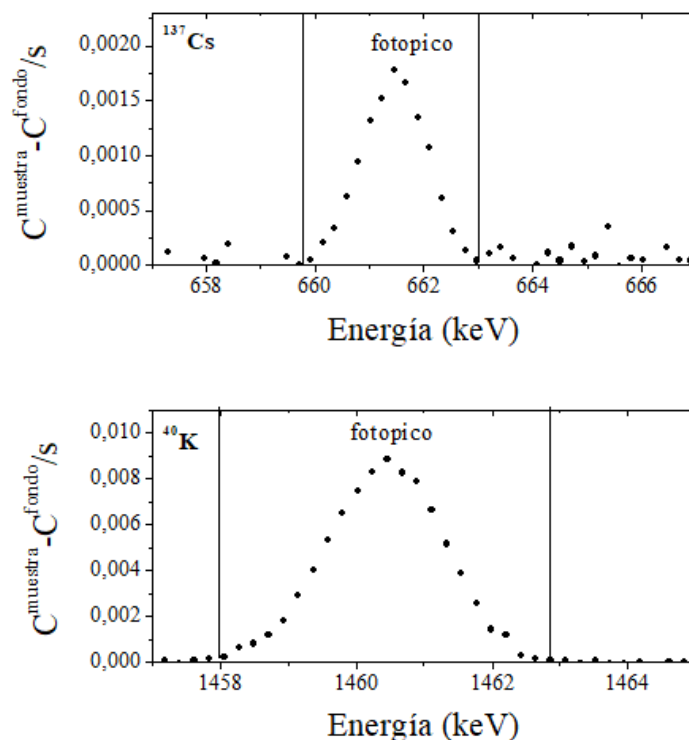


Figura 12.8. Fotopicos de 662 keV del ^{137}Cs (arriba) y de 1460 keV del ^{40}K (abajo). Las líneas verticales indican la región de energías considerada para el cálculo del área de los fotopicos.

En cuanto a la determinación de la actividad de las cadenas del ^{238}U y del ^{232}Th se emplea el mismo procedimiento, aunque para el uso de la ecuación (4) se requiere algo de cuidado en la elección de los fotopicos utilizados para el cálculo de las actividades. Aquí consideramos que las cadenas naturales se encuentran en equilibrio secular, por lo que determinar la actividad de uno de sus radionucleidos implica la determinación de la actividad de la cadena. Dada la posibilidad de utilizar varios rayos γ emitidos, se trabaja con los valores promedio obtenidos a partir de considerar los diversos fotopicos. Para poder ser considerados, los fotopicos deben estar asociados a rayos γ que tengan una probabilidad de emisión lo suficientemente alta como para que se distingan del fondo y una energía por encima del *knee*. Además, los fotopicos seleccionados no deben superponerse con otros asociados a rayos γ emitidos por cualquiera de los otros radionucleidos presentes en la muestra. Ejemplifiquemos esto con el caso del uranio.

El uranio es el elemento radioactivo más abundante en la naturaleza. Tiene tres isótopos, el ^{238}U , el ^{235}U y el ^{234}U que se encuentran naturalmente en las matrices ambientales. El ^{238}U , con una abundancia isotópica de 99,275 % y un período de semidesintegración de $4,468 \times 10^9$ años da origen a la cadena radioactiva que lleva su nombre [Montes, Desimoni]. Esta cadena está compuesta por 16 radionucleidos, siendo el ^{206}Pb el elemento estable en el que termina la serie de procesos de decaimiento. El ^{238}U es un radionucleido emisor α . Asociado a este decaimiento emite un rayo γ de 49,5 keV con probabilidad de emisión de 23%. Dada la baja energía de este rayo γ , para una determinación directa de la actividad del ^{238}U debería usarse espectroscopía γ de bajas energías y alta resolución, práctica no muy frecuente.

El hijo del ^{238}U , el ^{234}Th , es un emisor β que tiene asociados cuatro rayos γ principales. El de menor energía (63,3 keV), si bien presenta una intensidad apreciable, se encuentra en la zona de energías menores a 85 keV. Los siguientes dos picos (92,4 y 92,8 keV), ambos con una intensidad del orden de 3%, se superponen en el espectro. Por su parte, el pico más energético (112,8 keV), presenta una baja probabilidad de emisión, lo que hace que no se distinga del fondo. El ^{234}Th decae a $^{234\text{m}}\text{Pa}$ (99,87%) y a ^{234}Pa (0,23%). El ^{234}Pa tiene asociados alrededor de setenta rayos γ , pero la probabilidad de emisión de cada uno de ellos es muy baja y los fotopicos quedan ocultos en el fondo radioactivo del laboratorio. Por su parte, el $^{234\text{m}}\text{Pa}$ es un emisor β con un período de semidesintegración de 1,2 minutos. Emite varios rayos γ , pero sólo tres presentan una intensidad relativamente alta. El rayo γ de 43,5 keV está en la zona de bajas energías del espectro, donde la eficiencia del detector presenta una incerteza muy grande y usualmente no es utilizado en espectroscopia γ convencional. El rayo γ de 765 keV se superpone con el γ de 763,13 keV y 1.81% de probabilidad de emisión emitido por el ^{208}Tl (radionucleido de la cadena del ^{232}Th) y por lo tanto tampoco puede utilizarse para el cálculo de la actividad. Finalmente, el γ de mayor energía (1001,02 keV) no se superpone con ningún otro, pero presenta una muy baja probabilidad de emisión, por lo que su uso es adecuado sólo en el caso de muestras con alto contenido de ^{238}U . De esta forma, podríamos seguir toda la cadena del ^{238}U para determinar que rayo γ puede ser utilizado para determinar la actividad del ^{238}U . Adelantaremos aquí que los radionucleidos que pueden utilizarse para el cálculo de la actividad del ^{238}U son los rayos γ de 295 y 352 keV emitidos por el ^{214}Pb y los rayos γ de 609 y 1120 keV del ^{214}Bi . Si bien con sólo uno de estos fotopicos se puede determinar la actividad del ^{238}U , en la práctica se obtiene la actividad a partir de los cuatro y se realiza un promedio con las cuatro determinaciones (idealmente, debería obtenerse el mismo valor. En la práctica, se observan diferencias que se relacionan con la determinación de la eficiencia en cada región de energía y del contaje asociado a cada fotopico):

$$A(^{238}\text{U}) = \frac{A(295 \text{ keV } ^{214}\text{Pb}) + A(352 \text{ keV } ^{214}\text{Pb}) + A(609 \text{ keV } ^{214}\text{Bi}) + A(1120 \text{ keV } ^{214}\text{Bi})}{4} \quad (5)$$

Reforzamos la idea que para usar estos radionucleidos para determinar la actividad del ^{238}U , las cadenas naturales deben haber alcanzado el equilibrio secular entre el ^{214}Pb , el ^{214}Bi y el ^{238}U .

El ^{232}Th tiene un período de semidesintegración de $1,41 \times 10^{10}$ años, se encuentra naturalmente en el ambiente y es el padre de otra de las cadenas radioactivas. Los radionucleidos que conforman la cadena del ^{232}Th son doce, terminando la cadena en el ^{208}Pb . Decae por emisión α a ^{228}Ra . En este proceso sólo se emite un rayo γ con una energía de 59,0 keV y una probabilidad de emisión de 77%. Si bien este fotopico no se superpone con ningún otro y su probabilidad de emisión es alta, no es utilizado por su baja energía. El núcleo hijo, ^{228}Ra , es un emisor β que además emite un rayo γ de 6,67 keV, muy baja energía para ser usad en espectroscopia γ convencional. Del estudio completo de la cadena del ^{232}Th se obtiene que los rayos γ que pueden utilizarse para el cálculo de la actividad del ^{232}Th son las emisiones de 911 y 969 keV del ^{228}Ac , el γ de 239 keV del ^{212}Pb , el de 727 keV del ^{212}Bi y los de 583 y 860 keV del

^{208}Tl , tomando en cuenta para los dos últimos la ramificación de la cadena y siempre asumiendo que se ha alcanzado el equilibrio secular. Nuevamente, la actividad del ^{232}Th se obtiene promediando sobre las seis energías mencionadas.

Los rayos γ empleados para la determinación de las actividades del ^{238}U y el ^{232}Th se resumen en la tabla 12.2 y en las figuras 12.9 y 12.10 presentamos cada uno de los fotopicos asociados a estos rayos γ en el espectro de la muestra en estudio.

Cadena	Radionucleido	Energía (keV)	Probabilidad de emisión (%)
^{238}U	^{214}Pb	295	18,42
		352	36,5
	^{214}Bi	609	45,49
		1120	14,92
^{232}Th	^{228}Ac	911	25,8%
		969	15,8%
	^{208}Tl	583	85%
		860	12,5%
	^{212}Pb	239	43,6%
	^{212}Bi	727	6,67%
-	^{40}K	1460	10,7%
-	^{137}Cs	662	85,1%

Tabla 12.2. Energías utilizadas para el cálculo de la actividad de las cadenas naturales de las cadenas del ^{232}Th y ^{238}U y del ^{40}K y del ^{137}Cs y probabilidad de emisión de cada rayo γ [Tabla isótopos].

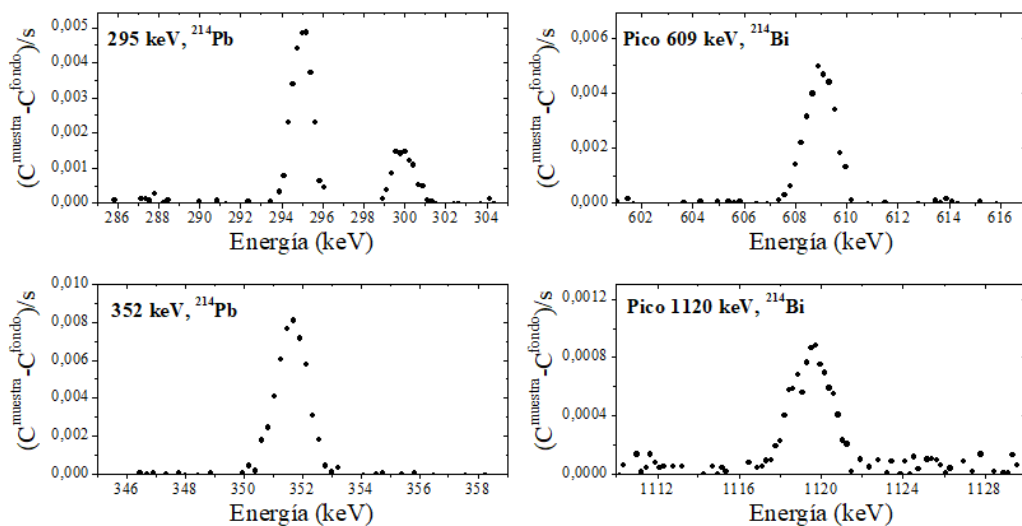


Figura 12.9. Fotopicos asociados a las energías de 295 y 352 keV del ^{214}Pb (izquierda) y de 609 y 1120 keV del ^{214}Bi (derecha) usados para la determinación de la actividad de la cadena del ^{238}U .

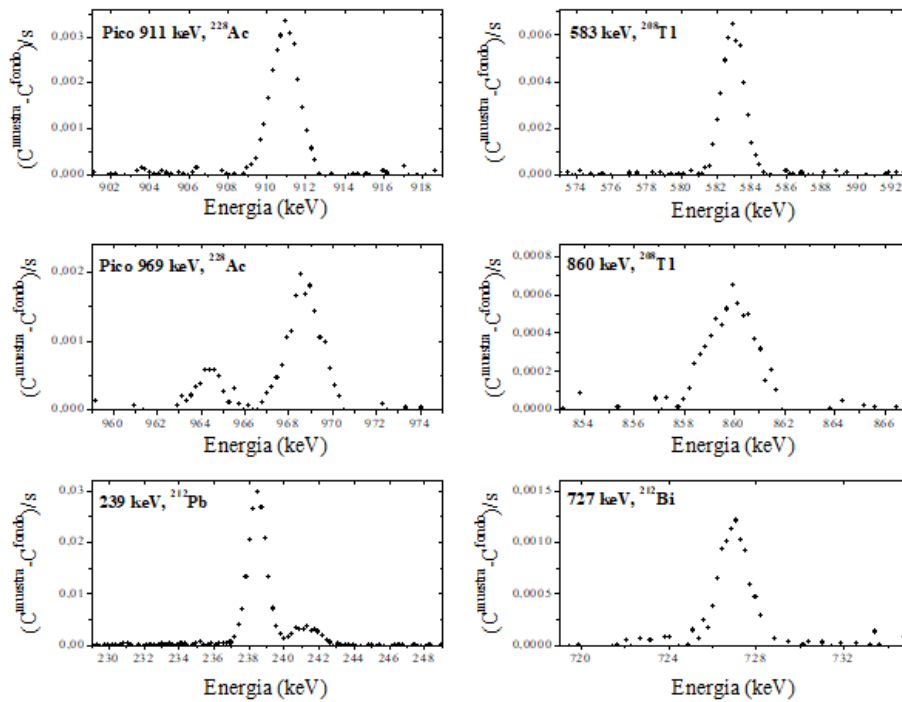


Figura 12.10. Fotopicos asociados a las energías de 911 y 969 keV del ^{228}Ac , de 583 y 860 keV del ^{208}Tl , 239 keV del ^{212}Pb y 727 keV del ^{212}Bi usados para la determinación de la actividad de la cadena del ^{232}Th .

Como comentario final, la cadena del ^{235}U es la menos importante al momento de evaluar dosis de exposición debido a la baja abundancia isotópica del radionucleido padre (0,71%). Este hecho hace que la concentración natural de este elemento en las matrices ambientales sea relativamente baja, haciendo casi imposible la determinación de su actividad mediante espectroscopía γ . Además, el γ más intenso emitido por el ^{235}U se superpone por el emitido por el ^{226}Ra , radionucleido perteneciente a la cadena del ^{238}U .

Vayamos a los resultados para las cadenas del ^{238}U y el ^{232}Th . Los resultados para el número de cuentas por segundo para cada fotopico, así como las eficiencias para cada energía y las actividades para cada fotopico se muestran en la tabla 12.3. Las actividades específicas promedio obtenidas para el ^{238}U y el ^{232}Th son 20 Bq/kg y 40 Bq/kg. Notemos que en el caso de la cadena del ^{232}Th , y más precisamente en el caso de los fotopicos asociados al ^{208}Tl y ^{212}Bi , se observa una desviación en la actividad determinada con respecto a los otros rayos γ usados para determinar la actividad de la cadena. Este hecho se debe a la ramificación de la cadena, en ese caso la actividad corresponde a la suma de las actividades de ambos radionucleidos.

^{238}U				
Energía	Eficiencia	Área del fotopico (cuentas/s)	Actividad (Bq)	Actividad específica (Bq/kg)
295 keV, ^{214}Pb	0,01855	0,02439	7,1	16,1
352 keV, ^{214}Pb	0,01573	0,04613	8,2	18,0
609 keV, ^{214}Bi	0,00873	0,03014	7,6	17,1
Pico 1120 keV, ^{214}Bi	0,00398	0,00714	12,0	27,1
Actividad específica promedio: 19,6 Bq/kg				
^{232}Th				
911 keV ^{228}Ac	0,00528	0,02688	19,7	44,5
969 keV, ^{228}Ac	0,00486	0,015810	20,6	46,4
583 keV, ^{208}Tl	0,00918	0,0447	5,7	13,0
239 keV, ^{212}Pb	0,0223	0,2061	21,2	47,8
727 keV, ^{212}Bi	0,00705	0,00803	17,1	38,5
Actividad específica promedio: 40,0 Bq/kg				
^{137}Cs				
632 keV	0,0079	0,01095	1,40	3,1
^{40}K				
1460 keV	0,00271	0,08573	295	667

Tabla 12.3. Cuentas por unidad de tiempo en el fotopico, actividad (en Bq) y actividad específica (en Bq/kg) de cada radionucleido y actividad específica promedio para las cadenas del ^{232}Th y el ^{238}U y del ^{137}Cs y el ^{40}K . Reportamos también la eficiencia para cada energía.

Debemos mencionar aquí que no hemos hecho ningún análisis de los errores en las determinaciones de actividades. Como en toda medida experimental, el número de cuentas por unidad de tiempo está sujeto a un error. Si el número de cuentas por unidad de tiempo en el fotopico es N , el error en este conteo es $\pm N^{1/2}$. Además, en la determinación de las eficiencias también hay una fuente de error (en la determinación del número de cuentas en los fotopicos de las muestras de calibración, en la actividad de estas muestras y en el ajuste hecho para obtener la curva de calibración en eficiencia). Todos estos errores deben ser considerados y propagados para obtener el error en las actividades de cada radionucleido. La incerteza en las actividades puede superar el 10%, sobre todo para el caso de determinaciones hechas a partir de fotopicos asociados a rayos γ de bajas energía o muy baja probabilidad de emisión (en este último caso, el bajo conteo aún para tiempos muy largos de medidas hace que la fluctuación estadística en el número de cuentas sea una fuente de error significativa).

La radioactividad emitida por el ^{40}K y las cadenas naturales del ^{238}U y ^{232}Th desde la superficie terrestre irradian al ser humano en forma externa (figura 12.11). Para calcular la dosis a la que está expuesta la población se toman muestras superficiales de suelo (hasta una profundidad de 10 cm) y se determina la actividad de los nucleídos mencionados, tal como acabamos de hacer.

La dosis efectiva anual equivalente (DEAE) se determina a partir de los valores de actividad de cada nucleido a partir de la ecuación 12 del capítulo 6.

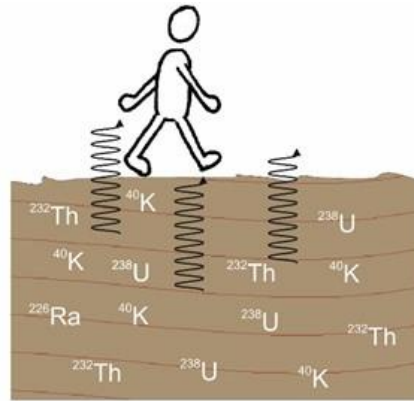


Figura 12.11. Irradiación externa originada por los radioisótopos presentes en el suelo.

Los resultados para la DEAE se presentan en la tabla 12.4. Como podemos ver, las dosis están por debajo de los 100 μSv y en el orden del promedio mundial (70 μSv) y representa aproximadamente un 4% de la dosis total promedio recibida por la población a nivel mundial (2400 μSv) [UNSCEAR].

Dosis efectiva anual equivalente (DEAE)		
infantes	niños	adultos
98 μSv	85 μSv	75 μSv

Tabla 12.4. DEAE obtenida a partir de las actividades determinadas de ^{40}K , ^{232}U y ^{238}U en suelos.

Referencias

[Tabla de isótopos] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.

[Desimoni] Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

[Montes] Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

[Montes 2016] Montes, M. L., Mercader, R. C., Taylor, M. A. (2016). Activities of ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{40}K , and ^{137}Cs in surface soil and external dose assessment at two zones of Buenos Aires Province, Argentina. Environ Earth Sci 75, 320. DOI 10.1007/s12665-015-5173-1.

[Perillo-Isaac] Perillo-Isaac, M. C., Hurley, D. L., McDonald, R. J., Norman, E. B. y Smith, A. R. (1997). A Natural Calibration Source for Determining Germanium Detector Efficiencies, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 397, 310-316.

[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00754-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00754-7)

[Tabla isótopos] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.

[UNSCEAR] www.unscear.org.

CAPÍTULO 13

Estudiando radionucleidos de semivida extremadamente larga

En los trabajos de laboratorio de cursos de grado y postgrado de carreras como Física, Química y Ciencias Ambientales, entre otras, se suelen realizar experimentos de espectroscopia γ . En los mismos se plantea estudiar la dependencia del contaje con la distancia fuente (puntual)-detector, determinar coeficientes de atenuación de materiales o determinar la semivida de radionucleidos. En este último caso, el experimento consiste en medir la actividad de una muestra en función del tiempo. El procedimiento consiste en realizar medidas del contaje por unidad de tiempo (con un detector Geiger, un detector centellador o un detector semiconductor) durante un cierto período de tiempo, el cual depende de la semivida del radionucleido en estudio. Como ejemplo, en la figura 13.1 mostramos la evolución temporal de la actividad de una muestra de ^{111}In (semivida de 2,80 d). Midiendo cada 12 horas, en 10 días se pueden obtener 20 valores de actividad, con una variación de la actividad de A_0 a aproximadamente $A_0/8$, suficiente como para obtener una curva de la cual determinar la semivida del ^{111}In . Este tipo de experimentos sólo puede llevarse a cabo en el caso de radionucleidos de semividas de unas horas a unos pocos días. Si se quisiera determinar semividas del orden de meses, las medidas se deberían extender por tiempos extremadamente largos. Así, si quisiéramos determinar la semivida del ^{181}Hf (42,39 d) deberíamos medir durante un año para obtener una variación similar de la actividad al caso de la medida del ^{111}In . Esto implica, además del tiempo, conservar la geometría del experimento y las condiciones de operación del sistema detector durante un año. Para el caso de un radionucleido como el ^{137}Cs , necesitaríamos realizar medidas durante 100 años (la semivida del ^{137}Cs es de 30,08 años). Por otro lado, semividas muy cortas, del orden de unos segundos o menos, implican el uso de otros métodos y equipos. En todos los casos, estos experimentos requieren el manejo de fuentes radioactivas, lo que implica que los mismos se deben llevar a cabo en laboratorios habilitados y con normas estrictas de seguridad. No se podrían realizar, por ejemplo, con alumnos de un colegio secundario.

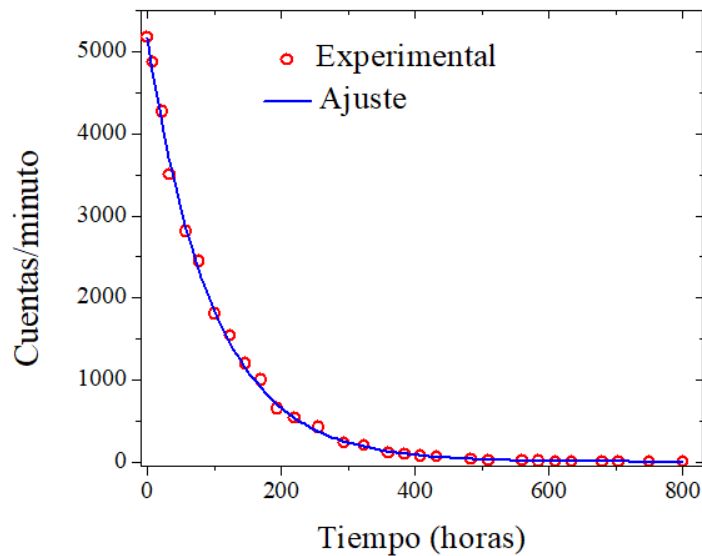


Figura 13.1. Actividad (en cuentas por minuto) en función del tiempo para una muestra de ^{111}In . Del ajuste por cuadrados mínimos se determinó una semivida de $67,2 \pm 0,5$ h para este radionucleido, en excelente acuerdo con el valor reportado, 67,31 h [Tabla nucleidos].

En este capítulo presentamos un experimento, y su implementación en el laboratorio, para determinar semividas extremadamente largas. En este caso estudiaremos el ^{40}K , cuyo período de semidesintegración es 1.248.000.000 de años. Mostraremos como llevar a cabo el experimento y una propuesta para obtener la calibración en eficiencia del conjunto muestra-detector en forma simple y precisa. Una particularidad de este experimento es que no requiere el uso de materiales considerados radioactivos, por lo cual puede desarrollarse con alumnos de escuelas secundarias o público en general para ilustrar sobre radioactividad, los procesos de decaimiento radioactivo y discutir como ésta convive con nosotros, nos rodea y está presente aún en elementos considerados no radioactivos.

Estudiando radionucleidos de semivida extremadamente larga (o como estudiar procesos radioactivos sin usar materiales radioactivos)

El ^{40}K es un elemento radioactivo natural que se encuentra presente en el medio ambiente. En suelos, su concentración varía entre 7 Bq/kg y 1600 Bq/kg [UNSCEAR 2008]. Su abundancia isotópica es 0,0117% y su semivida de $1,248 \times 10^9$ años. Esto impide que esta vida media pueda ser determinada estudiando la variación de la actividad en función del tiempo.

La estrategia experimental es, en lugar de estudiar la actividad del radionucleido en función del tiempo, como en el caso del ^{111}In , estudiar la actividad del ^{40}K en función de la masa de muestra utilizada en el proceso de medida. Para desarrollar el experimento usaremos una sal comercial de K, cloruro de potasio (KCl), que no es considerada radioactiva, es económica y por lo tanto puede adquirirse con relativa facilidad. De esta forma, los alumnos no son expuestos a material radioactivo (ni siquiera a fuentes selladas de calibración. Además, emplearemos talco (será empleado como material soporte) y óxidos de lantano (La_2O_3) y lutecio (Lu_2O_3) para

determinar la curva de calibración en eficiencia del detector, tal como vimos en el capítulo anterior. Si bien en este caso presentaremos espectros de energía, el espectro γ del ^{40}K es muy simple (un único fotopico asociado a la emisión de 1460 keV [Tabla isótopos]), se podría realizar el estudio sin hacer la calibración en energía, trabajar con el espectro de altura de pulsos, cuentas por unidad de tiempo en función del canal.

Para el estudio de la actividad en función de la masa diluiremos masas conocidas de KCl en talco, mezclando cuidadosamente para obtener una muestra homogénea, manteniendo constante el volumen y forma de las muestras a fin de conservar la geometría de la medida. Realizaremos medidas con diez muestras que cubren un rango de masa de KCl de 0 a 80 g. La muestra correspondiente a 0 g de KCl (sólo talco) corresponde al fondo radiológico, que se restará a los espectros de KCl con talco. El tiempo de medida de cada una de las muestras varió entre 12 y 24 h, dependiendo de la masa de KCl, para obtener un fotopico con un contaje tal que permita determinar su área con un error estadístico relativo menor al 1 %. Las masas de KCl estudiadas y los tiempos de medida para cada muestra se presentan en la tabla 13.1. Para las medidas empleamos el detector de HPGe y la rama analizadora descrita en el capítulo anterior. Por las características del espectro el ^{40}K , el experimento también podría llevarse a cabo con un detector centellador de NaI(Tl) como el descrito en el capítulo 11, de uso más común en laboratorios de enseñanza.

Muestra	Masa de KCl (g)	Tiempo de medida (s)
m_0 (talco)	0	604823
m 10%	7,907±0,005	255420
m 20%	15,846±0,005	91036
m 50%	39,518±0,005	236361
m 60%	47,204±0,005	56425
m 70%	55,311±0,005	94018
m 80%	63,191±0,005	32400
m 90%	71,124±0,005	29996
m 100%	79,086±0,005	101930

Tabla 13.1. Masa de KCl en cada muestra estudiada y tiempo de medida en cada caso.

El primer paso del experimento es la preparación de las muestras, formadas por una concentración conocida de la sal potásica y un volumen de talco necesario para completar del volumen de cajas de Petri de 90x15 mm (ver figura 13.2). Una vez puestos en contacto ambos componentes, los mismos se mezclan para que la muestra conformada sea homogénea.

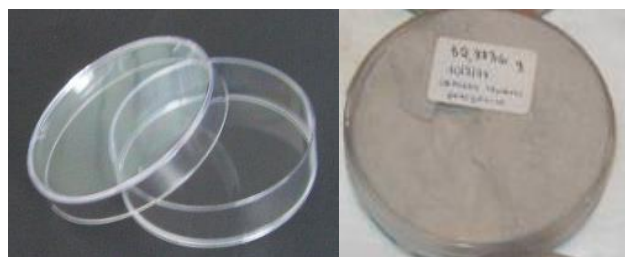


Figura 13.2. Cápsulas de Petri de 90x15 mm.

Para la determinación de la semivida recordemos que la actividad de una muestra radioactiva compuesta por un único radionucleido viene dada por:

$$A = \lambda N = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} N \quad (1)$$

donde λ y $T_{1/2}$ son la constante de decaimiento y el período de desintegración del radionucleido, respectivamente. Vamos a trabajar con esta ecuación para expresarla en términos de la masa de ^{40}K y el conteo en el fotopico asociado al rayo γ de 1460 keV emitido por este radionucleido. Como vimos en el capítulo anterior, la actividad se puede expresar en función del área del fotopico (C_N), la probabilidad de emisión del γ (P_γ) y la eficiencia $\xi(E)$ para la energía asociada al fotopico:

$$A = \frac{C_N}{t \cdot P_\gamma \cdot \xi(E)}. \quad (2)$$

C_N son las cuentas netas en el fotopico, es decir, las cuentas en el fotopico luego de restar el fondo, y t el tiempo de medida. En este caso, $P_\gamma = 0,1066$ [Tabla isótopos] para el rayo γ de 1460 keV emitido por el ^{40}K y $\xi(E=1460 \text{ keV}) = 0,0042 \pm 0,02$ para la geometría muestra-detector de este experimento, obtenida con la propuesta de [Perillo-Isaac] y que discutimos en el capítulo anterior.



Figura 13.3. Geometría del experimento. Se distingue la caja de Petri con una de las muestras de KCl diluida de talco y el detector de HPGe. Para mayor claridad, el detector se retiró de la cámara limpia.

En el lado derecho de la ecuación (1), el número N de núcleos de ^{40}K se puede relacionar con la masa m de ^{40}K en KCl vía el número de Avogadro N_A , la abundancia isotópica del ^{40}K ($\phi=0,000117$) y el peso molecular del KCl ($PM, 74,5513 \text{ g/mol}$):

$$N = \frac{N_A \phi}{PM} m. \quad (3)$$

Reemplazando (2) y (3) en (1) obtenemos:

$$\frac{C_N}{t} = C' = \frac{\ln(2) \cdot N_A \cdot \phi \cdot P_\gamma \cdot \xi(E=1460 \text{ keV})}{T_{1/2} \cdot PM} \cdot \frac{m}{T_{1/2}} \quad (4)$$

Así, C' , el área neta del fotopico por unidad de tiempo en función de m sigue una relación lineal, $C' = a + b \cdot m$ con la pendiente b dada por:

$$b = \frac{\ln(2) N_{av} \phi P_\gamma \xi(E=1460 \text{ keV})}{PM} \cdot \frac{1}{T_{1/2}} \quad (5)$$

Por lo tanto, si medimos C' para diferentes masas de KCl, deberíamos encontrar una relación lineal entre m y C' . Mediante un ajuste por cuadrados mínimos podemos determinar b y de allí $T_{1/2}$, la semivida del ^{40}K .

En la figura 13.4. presentamos los espectros de energías para algunos casos particulares: la muestra sin KCl (el fondo), y las muestras con menor y mayor masa de KCl. En la figura 13.5. mostramos el espectro de la muestra a la que se le agregaron La_2O_3 y Lu_2O_3 para realizar la calibración en energía.

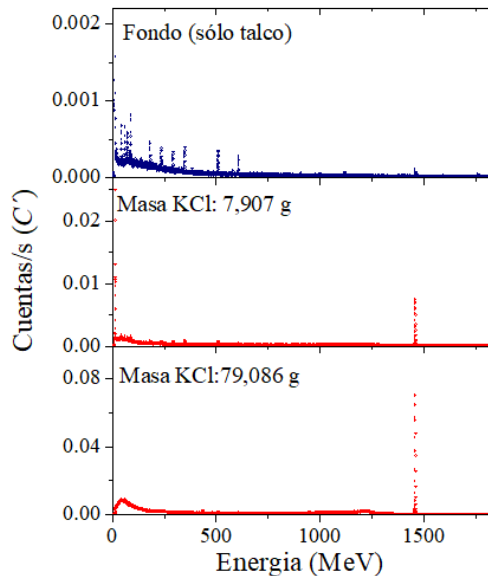


Figura 13.4. Espectros de energía correspondientes a la muestra sin KCl (el fondo a restar a los demás espectros) y las muestras que contienen 7,9068 g y 79,0863 g de KCl. Notar el cambio en la escala en el eje vertical en cada espectro.

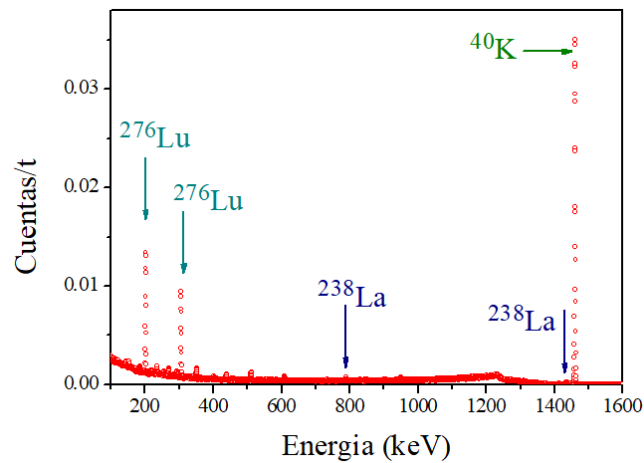


Figura 13.5. Espectro de energía de la muestra de talco + KCl a la cual se le incorporó Lu_2O_3 y La_2O_3 para realizar la calibración en eficiencia. Se indican los fotopicos asociados a ambos radionucleidos por encima de 200 keV.

En la figura 13.6 presentamos, para todas las muestras, la región del espectro en la región 1437,3 - 1442,7 keV para una mejor visualización del fotopico correspondiente a 1460 keV del ^{40}K y el cambio en su área (C') en función de la masa de KCl. La región en energía mencionada es la seleccionada para la determinación de C' . Al igual que en el experimento discutido en el capítulo anterior, se ajustó cada fotopico con una función gaussiana y se obtuvo el área bajo esta curva. Los resultados para C' en función de la masa de ^{40}K se muestran en la figura 13.7. Como podemos ver, y tal como esperábamos, existe una relación lineal entre C' y la masa de ^{40}K en la muestra, $C' = a + b \cdot m$. Del ajuste por cuadrados mínimos a los datos experimentales obtuvimos $a = 2 \times 10^{-6} \pm 1 \times 10^{-5}$ cuentas/s y $b = 0,0088 \pm 0,0001$ cuentas/s.g. De la ecuación (5) podemos obtener:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2) N_{av} \phi P_{\gamma} \xi(E=1460 \text{ keV})}{PM} \cdot \frac{1}{b}. \quad (6)$$

Veamos como determinar el error en la determinación de $T_{1/2}$. Las magnitudes que tienen asociadas un error son la eficiencia ξ y la pendiente b obtenida del ajuste a los datos experimentales. Propagando errores, tendremos que la incerteza en $T_{1/2}$ viene dada por:

$$\Delta T_{1/2} = \frac{\ln(2) N_{av} \phi P_{\gamma}}{PM} \left[(\Delta \xi(E = 1460 \text{ keV}))^2 + \left(\frac{1}{b^2} \Delta b\right)^2 \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Con $\Delta \xi$ y Δb los errores de la eficiencia y de la pendiente de la recta ajustada, respectivamente. De (6) y (7) tendremos que $T_{1/2} = 1,08 \times 10^9 \pm 0,01 \times 10^9$ años, en buen acuerdo con el resultado reportado, $1,248 \times 10^9$ años [Tabla isótopos]. Concluimos que la metodología propuesta para la determinación de la semivida del ^{40}K es lo suficientemente precisa, además de evitar la exposición a fuentes consideradas radioactivas.

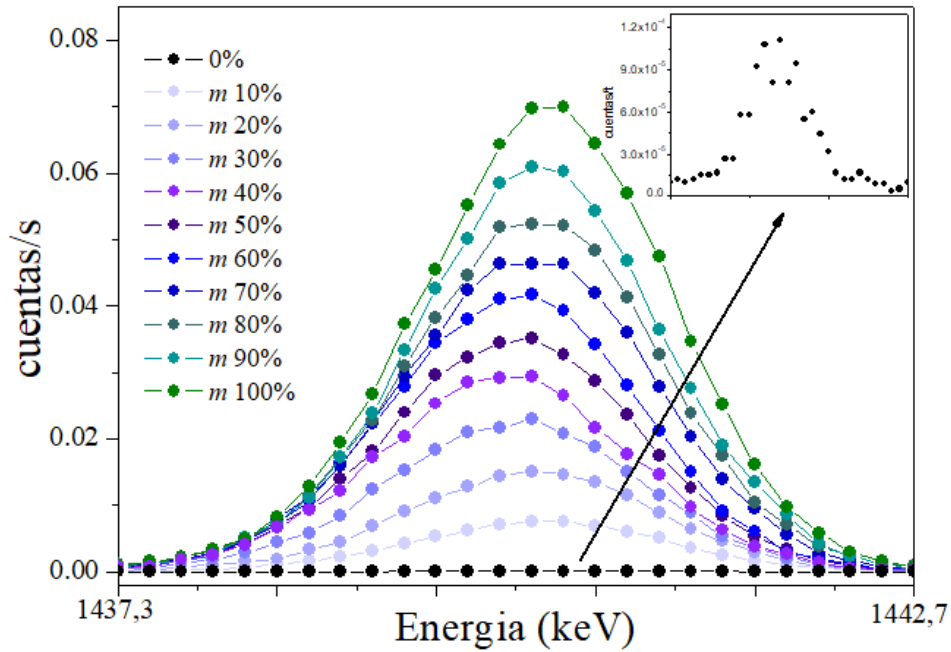


Figura 13.6. Fotopico asociado a la energía de 1460 keV emitida por el ^{40}K para todas las muestras estudiadas. En la figura insertada ampliamos el espectro de la muestra sin KCl, la medida correspondiente al fondo.

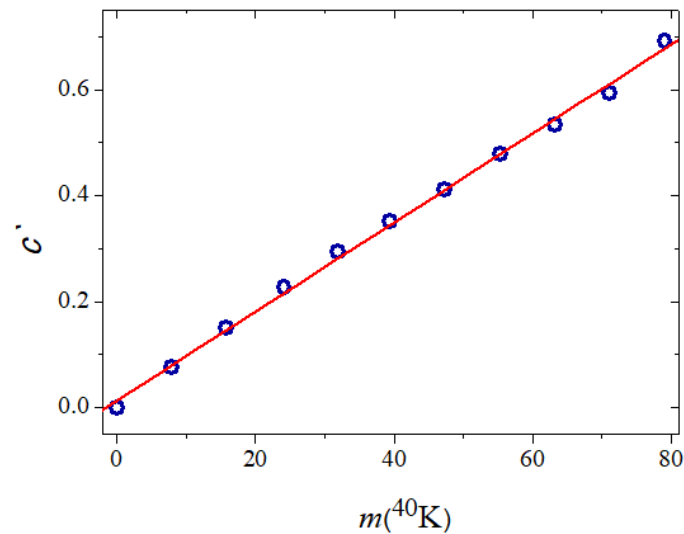


Figura 13.7. Área del fotopico asociado a la energía de 1460 keV emitida por el ^{40}K (C) en función de la masa de ^{40}K en la muestra en estudio. La línea roja es el ajuste por cuadrados mínimo a los puntos experimentales (círculos azules).

Referencias

[Montes 2016] Montes, M. L., Mercader, R. C., Taylor, M. A. (2016). Activities of ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{40}K , and ^{137}Cs in surface soil and external dose assessment at two zones of Buenos Aires Province, Argentina. *Environ Earth Sci* 75, 320. DOI 10.1007/s12665-015-5173-1.

[Perillo-Isaac] Perillo-Isaac, M. C., Hurley, D. L., McDonald, R. J., Norman, E. B. y Smith, A. R. (1997). A Natural Calibration Source for Determining Germanium Detector Efficiencies, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 397, 310-316.

[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00754-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00754-7)

[Tabla isótopos] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.

[UNSCEAR 2008] UNSCEAR. Sources and effects of ionizing radiation, Report of the General Assembly with Scientific Annexes, Vol. 1. New York, (2008); UNSCEAR, Sources and effects of the ionizing radiation, UNSCEAR Report of the General Assembly. https://www.unscear.org/unscear/en/publications/2008_1.html

CAPÍTULO 14

Seguridad, contingencias y buenas prácticas en el laboratorio

Para concluir este libro, consideramos que es muy importante presentar las normas a cumplir en un laboratorio donde se trabaja con material radioactivo. Parte del experimento es saber manejar estos elementos, evitando accidentes y riesgos para la salud. Por esto es fundamental, aún en prácticas de laboratorios como las discutidas, en los cuales se trabaja con muestras selladas y de muy baja actividad, transmitir las normas de seguridad y promover su estricto conocimiento y cumplimiento.

Este capítulo pretende ser una guía orientativa que conduzca a un mejoramiento en los procedimientos de trabajo y a contribuir a la instrumentación de una tarea eficiente y segura en los ámbitos de los laboratorios de enseñanza mediante procedimientos que prevengan, protejan y eliminen los riesgos físicos, químicos y radiológicos para alumnos y docentes.

Responsabilidades

Los docentes que participen en el dictado de prácticas de laboratorio frente a alumnos serán responsables de conocer y cumplir las normas de seguridad en el mismo, así cómo hacerlas cumplir a los auxiliares docentes y alumnos a su cargo.

Procedimientos de buenas prácticas

Las buenas prácticas de trabajo en laboratorios incluyen reglas, recomendaciones o prohibiciones relacionadas con el conocimiento, el sentido común y la solidaridad en el ambiente de trabajo.

- No se debe comer, beber, fumar o maquillarse en el laboratorio.
- No se debe realizar ninguna actividad que distraiga al alumno o responsables. Una distracción puede originar roturas en equipos o daños a las personas.
- Se deberá usar vestimenta adecuada (de ser necesario guardapolvos que cubran las ropas de calle, preferentemente de algodón y mangas largas que no será utilizado fuera del laboratorio), zapatos cerrados y pelo atado.
- Se deben usar guantes y barbijos adecuados en los casos que corresponda.
- No tocarse la boca, la cara, el cuello o el pelo con los guantes.

- Los guantes deben descartarse al alejarse de la mesada de trabajo. No se debe tocar con ellos objetos como lapiceras, carpetas, picaportes, tapas de recipientes, teléfonos, teclados, entre otros.
- Al terminar el trabajo, el laboratorio debe quedar en condiciones óptimas de orden y limpieza.
- En caso de que se esté trabajando con fuentes radioactivas deberá colocarse en la puerta el símbolo que identifica el riesgo radiológico.

Contingencia o emergencias

- Los planes de contingencia que permitan contener derrames, fugas o accidentes deben ser conocidos por todo el personal docente, comunicados a los alumnos al inicio del ciclo lectivo y cumplidos estrictamente.
- Los alumnos y docentes deben estar familiarizados con los elementos de seguridad disponibles y las salidas de emergencias, y la localización de extintores.
- Toda herida o abrasión, aún los pequeños cortes que podrían producirse durante el trabajo de laboratorio deben ser informados obligatoriamente al docente y al servicio médico (se debe disponer de botiquines de emergencia en diferentes áreas del edificio, informarse).

Trabajos de laboratorio con materiales radioactivos

Los laboratorios autorizados de nuestra Facultad (Química Activa y Laboratorios de Docencia e Investigación) cumplen con las normas de Protección Radiológica Nuclear (indicadas por el organismo regulador, ARN). Para informarse acerca de los alcances de dicha autorización el docente debe comunicarse con el responsable del área.

Recomendaciones generales

- El docente responsable de la materia deberá instruir a los alumnos y al personal a su cargo acerca de los cuidados para trabajar con material radioactivo.
- En ningún caso deberá exponer a los alumnos u otros integrantes del plantel docente de manera innecesaria.
- Las prácticas deben realizarse de manera de no exponer a personal ajeno a la materia en cuestión.
- El transporte de material radioactivo entre laboratorios, a cargo del docente, deberá planearse minimizando el riesgo de accidentes y la exposición del público a la radiación. Se recomienda llevar el material radioactivo en los mismos viales en los que se recibió el material, ya que tienen el blindaje adecuado. El material debe estar debidamente identificado: nombre del radionucleido, fecha, actividad y la persona responsable del producto.

Trabajo con fuentes radiactivas no selladas

- Todo laboratorio de trabajos prácticos en donde se utilice material radioactivo deberá contar con una piqueta de descontaminación. La manipulación de material radioactivo se encuentra restringida al área de Química Activa y a cargo del docente con supervisión/asesoramiento del responsable del área.

- Mantener el orden de las mesadas y del laboratorio. Cada persona es responsable directo de la zona de trabajo que le ha sido asignada y de los lugares comunes.

- Sólo los docentes podrán tomar muestras radioactivas con pipeta automática o semiautomática (nunca con la boca).

- Sobre la superficie de trabajo se debe colocar una lámina de polietileno y papel absorbente sobre ella.

- Se debe minimizar la introducción de elementos ajenos al laboratorio. No se debe sacar del laboratorio elementos que pudiesen estar contaminados.

- Se debe trabajar con guantes de goma o látex.

- No se debe salir del laboratorio con los guantes puestos.

- Se debe planificar la tarea a fin de minimizar el tiempo de exposición, los desechos radioactivos y la cantidad de material contaminado

- Se debe trabajar siempre de a dos personas, una manipulando el material radioactivo y otra asistiendo y monitoreando. Se debe utilizar campanas, herramientas y blindajes adecuados para cada tipo de radiación.

Al terminar la tarea en el laboratorio

- Se debe guardar la fuente radioactiva en el sitio destinado a tal fin.

- Se debe monitorear manos, guantes, ropas, áreas de trabajo y elementos empleados. Si no hay contaminación (a una distancia de 10 cm, tasa de dosis menor a 1 $\mu\text{Sv/h}$), entonces, arrojar el material descartable a la basura inactiva.

Si hay contaminación:

- Los elementos y residuos contaminados (guantes, recipientes, pinzas, descartables, etc.) se dispondrán en bolsas plásticas con la identificación correspondiente (nombre del radionucleido, fecha, actividad y la persona responsable del producto).

- Si se trata de radionucleidos de semivida corta (menor al mes) se debe colocar los materiales de desecho en un recipiente con identificación dispuesto para tal fin en el Laboratorio de Química Activa y antes de eliminar, dejar decaer 8 periodos (o hasta que su tasa de dosis a 10 cm sea menor a 1 $\mu\text{Sv/h}$).

- Si se trata de nucleidos de semivida larga, se gestionarán a través del PNDRR de la CNEA para su disposición final.

- Se deberá descontaminar el área de trabajo según los protocolos adecuados.

- Los guantes de látex deben quitarse de a uno, colocarlo en la palma de la otra mano y sacarse el segundo guante teniendo cuidado de dejar el primero en su interior y el segundo con el interior hacia fuera.

- En caso de accidente o contaminación se debe notificar inmediatamente al responsable de la seguridad radiológica.

Les autores

Errico, Leonardo Antonio

Dr. en Física y Licenciado en Física de la Facultad de Ciencias Exactas (FCE) de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP). Profesor Adjunto (dedicación exclusiva) de la FCE-UNLP donde dicta Radioactividad y Medioambiente y El Núcleo y sus Radiaciones, entre otras materias. Profesor Titular de la Universidad Nacional del Noroeste de la Provincia de Buenos Aires (UNNOBA). Docente en cursos de postgrado. Investigador Independiente del Consejo Nacional de Investigaciones científicas y Técnicas (CONICET). Su tema de investigación es el estudio de propiedades electrónicas y magnéticas de materiales mediante métodos de primeros principios y técnicas nucleares. Ha publicado 83 artículos en revistas internacionales, dos libros y dos capítulos de libros. Realiza Extensión en temas de radioactividad y medioambiente en el Grupo de Investigación y servicios en medioambiente (GISDRAMA, FCE-UNLP). Entre sus trabajos principales se pueden citar:

Duhalde, S., Vignolo, M. F., Golmar, F., Chilotte, C., Rodríguez Torres, C. E., Errico, L. A., Cabrera, A. F., Rentería, M., Sánchez, F. H. y Weissmann, M. (2005). Appearance of room-temperature ferromagnetism in Cu-doped films. *Phys. Rev. B* 72, 161313.

Desimoni, J., Sives, F., Errico, L., Mastrantonio, G. y Taylor, M. (2009). Activity levels of gamma-emitters in Argentinean cow milk. *J. Food Composition and Analysis* 2, 250-253.

Desimoni, J., Montes, M. L., Errico, L. A., Taylor, M. A. y Martínez, J. (2012). Introducción a la radioactividad en el medio ambiente. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

Montes, María Luciana

Dra de la Facultad de Ciencias Exactas, `Area Química (U.N.L.P.), Licenciada en Tecnología Ambiental, Universidad Nacional del Centro de la Provincia de Buenos Aires (UNCPBA) y Especialista en Docencia Universitaria (U.N.L.P.). Es profesora adjunta (dedicación simple) de la FCE-UNLP donde dicta Física General para Ciencias Naturales y ha sido jefe de trabajos prácticos en cursos de Radioactividad y Medio Ambiente y El Núcleo y sus Radiaciones. Es investigadora adjunta del del Consejo Nacional de Investigaciones científicas y Técnicas (CONICET). Su tema de investigación es la radioactividad ambiental y el desarrollo de materiales para la adsorción de contaminantes. Ha publicado 25 artículos en revistas internacionales, dos libros y dos capítulos de libros. Realiza Extensión en temas de radioactividad y medioambiente en el GISDRAMA, FCE-UNLP. Entre sus trabajos se pueden citar:

Montes, M. L., Silva, L. M. S., Sá, C. S. A., Runco, J., Taylor, M. A. y Desimoni, J. (2013). Inventories and concentration profiles of ^{137}Cs in undisturbed soils in the northeast of Buenos Aires Province, Argentina. *Journal of Environmental Radioactivity* 116, 133-140

Montes, M.L., Mercader, R. C., y Taylor, M. A. (2016). Activities of ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{40}K , and ^{137}Cs in surface soil and external dose assessment at two zones of Buenos Aires Province, Argentina. *Environmental Earth Sciences* 75, 320-329.

Bursztyn Fuentes, A. L., Barraqué, F., Mercader, R.C., Scian, A. N. y Montes, M. L. (2021). Efficient low-cost magnetic composite based on eucalyptus wood biochar for arsenic removal from groundwater. *Groundwater for Sustainable Development* 14, 100585.

Taylor, Marcela Andrea

Dra. en Física y Lic. En Física, Facultad de Ciencias Exactas-Universidad Nacional de La Plata (FCE-UNLP). Profesora Asociada; Física II; Facultad de Ingeniería, UNLP. Investigadora Independiente del CONICET; IFLP-CONICET -CCT- La Plata. Coautora de más de 55 trabajos y más de 100 contribuciones a congresos. Coautora de 2 libros y un capítulo de libro. Tres estadías posdoctorales en Alemania. Docente en cursos de postgrado. En divulgación de la Física; coautora de contribuciones a congresos y trabajos completos. Participante en numerosas entrevistas vinculadas a temas de radioactividad. Responsable de la organización de visitas al laboratorio de radioactividad y medioambiente. Directora-Codirectora de proyectos de extensión FCE y UNLP ligados a temas de radioactividad. Directora del Grupo de Investigación y Servicios de Radioactividad en Medio Ambiente- IFLP-CONICET, Dto. De Física UNLP. Sus trabajos más relevantes son:

Montes, M. L., Mercader, R. C., Taylor, M. A. (2016). Activities of ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{40}K , and ^{137}Cs in surface soil and external dose assessment at two zones of Buenos Aires Province, Argentina. *Environ Earth Sci* 75, 320. DOI 10.1007/s12665-015-5173-1.

Montes, M. L., Rizzoto, M. G., Juri Ayub, J., Torres Astorga, R., Taylor, M. A. (2019). An alternative methodology to determine ^{210}Pb activity soil profiles. (2019)

Montes, M. L., Errico, L. y Taylor, M. A. (2013). Detección de emisores gamma en muestras ambientales y de alimentos. Metodología para la determinación de la actividad. Saarbrücken: Editorial Académica Española (LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co).

Errico, Leonardo A.

Radioactividad, medioambiente y espectroscopía gamma : de la teoría al laboratorio /
Leonardo A. Errico ; María Luciana Montes ; Marcela Andrea Taylor. - 1a ed. - La Plata :
Universidad Nacional de La Plata ; La Plata : EDULP, 2023.

Libro digital, PDF - (Libros de cátedra)

Archivo Digital: descarga

ISBN 978-950-34-2300-4

1. Radioactividad. 2. Medio Ambiente. 3. Detectores. I. Montes, María Luciana II. Taylor,
Marcela Andrea III. Título
CDD 530

Diseño de tapa: Dirección de Comunicación Visual de la UNLP

Universidad Nacional de La Plata – Editorial de la Universidad de La Plata
48 N.º 551-599 / La Plata B1900AMX / Buenos Aires, Argentina
+54 221 644 7150
edulp.editorial@gmail.com
www.editorial.unlp.edu.ar

EduLP integra la Red de Editoriales Universitarias Nacionales (REUN)

Primera edición, 2023
ISBN 978-950-34-2300-4
© 2023 - EduLP

e
exactas

**EduLP**
EDITORIAL DE LA UNLP



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA